А. А. ЛОМАКИН

ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ И ОСЕВЫЕ НАСОСЫ



ПРЕДИСЛОВИЕ

Первое издание книги А. А. Ломакина «Центробежные и пропеллерные насосы» вышло в свет в 1950 г.

За прошедшие 15 лет было проведено очень большое число исследований в области насосов, поэтому при переиздании книги необходимо было значительно переработать и дополнить ее. А. А. Ломакин начал такую переработку, предполагая значительно расширить содержание книги. К сожалению, эта работа не была закончена в связи со смертью автора в 1962 г.

Первое издание книги и по настоящее время продолжает оставаться одной из лучших работ по насосам как в отечественной, так и в иностранной литературе, поэтому было принято решение осуществить второе издание.

В настоящем издании введение и первые три главы написаны заново самим А. А. Ломакиным. Главы с 4 по 8-ю, 10 и 11-я даны по первому изданию без существенных изменений.

Наиболее значительное развитие претерпела за последние 15 лет теория и практика проектирования осевых насосов. Материалы, помещенные в 9-й главе прежнего издания, в известной степени устарели. Эта глава заново написана А. Н. Папиром. В значительной степени устарели и материалы двух последних глав изданной книги. Глава 12-я переработана С. М. Этингером. Им же написаны параграфы 63, 64, 66, 67 и 71. Параграфы 65, 68, 69 и 70 написаны А. Н. Папиром.

Как указано выше, главы 4—8, 10 и 11 в настоящем издании не изменены. Отдельные вопросы этих глав освещены в опубликованных результатах исследований многочисленных авторов, в том числе и в статьях, опубликованных самим А. А. Ломакиным. В последнее время вышли работы, обобщающие исследования в отдельных областях насосостроения [25, 32, 46, 48, 77, 79, 105], в каждом из которых даны соответствующие значительные списки литературных источников. Результаты исследований западноевропейских ученых и инженеров обобщены в вышедшей в русском переводе книге К. Пфлейдерера [86], в которой дана обширная библиография (475 источников). Аналогичное обобщение работ

американских исследователей выполнено в книге А. И. Степанова, также вышедшей в русском переводе [104]. В ней дана соответствующая библиография, насчитывающая 194 работы.

Учитывая сказанное, мы сочли возможным в конце книги дать список литературных источников, охватывающий почти исключительно работы советских авторов, опубликованные в последние годы.

При подготовке книги размерности величин были сохранены по первому изданию. Переход от принятых в книге размерностей к Международной системе единиц (СИ) может быть легко выполнен с учетом соотношения основных единиц: сила 1 *кГ* = 9,81 *н*; давление 1 $кГ/м^2$ = 9,81 $н/м^2$ или 1 *ат* (1 $кГ/см^2$) = $9{,}81 \cdot 10^4$ $н/м^2$ = 0,981 *бар*; мощность 1 $кГ \cdot м/сек$ = = 9,81 *вт* или 102 $кГ \cdot м/сек$ = 1 *квт*.

Редактор

ВВЕДЕНИЕ

Приступая к изучению насосов — ознакомлению с их устройством, принципом действия, теорией и методами расчета — естественно остановиться коротко на их назначении, положении среди других машин и значении в народном хозяйстве. Насосы относятся к группе энергетических машин и служат для преобразования механической энергии, получаемой от двигателя, в механическую энергию потока жидкости.

Отличительной чертой насосов является их широкая распространенность в народном хозяйстве. Прежде всего насосы используются в системах водоснабжения — коммунального и промышленного, в ирригационных системах (оросительных и осушительных). Важное место в энергетическом балансе страны занимают насосы тепловых электрических станций и судовых установок. Общая мощность этой группы насосов составляет до 6% от мощности основных агрегатов. Ответственную роль играют насосы в атомной энергетике. Большое значение имеют насосы в химической, нефтеперерабатывающей промышленности и в системах дальнего транспортирования нефтепродуктов. Особенно крупные насосные агрегаты используются в системах гидроаккумулирования и обслуживания каналов. Широко используются насосы для целей гидротранспортирования: землесосы, транспортеры каменного угля, бумажной массы и др. Распространено использование насосов как вспомогательных устройств в целях подачи масла для смазки машин и жидкого топлива.

Для характеристики технической сложности современных насосов можно привести несколько примеров. Насосы Ленинградского металлического завода им. XXII съезда КПСС [62] для питания паровых котлов сверхвысокого давления на Черепетской ГРЭС создают давление нагнетания 220 *атм*, подают горячую воду при температуре 230° С в количестве 280 *т/ч*, имеют мощность порядка 3500 *квт* и делают 6000 *об/мин*. Осевые насосы завода «Уралгидромаш» [45] для Волго-Донского канала имеют подачу 15 $м^3/сек$ с напором 6—13 *м*, а центробежные насосы для тех же целей создают напор 23 *м* при мощности 4000 *квт*. Имеются лопастные насосы с высокими скоростями вращения колес, достигающими десяти — шестнадцати тысяч оборотов в минуту. Отдельные насосы с турбинным приводом работают с 40 000 *об/мин*. Изготовление их деталей требует исключительно высокой точности.

Прогресс техники, предусмотренный планами развития народного хозяйства СССР, требует соответствующего развития и насосостроения.

Основным направлением технического прогресса в области насосостроения является повышение технико-экономических показателей

насосов существующих параметров, увеличение мощностей в одном насосном агрегате и создание новых типов насосов в соответствии с развитием смежных отраслей техники. Повышение эксплуатационной экономичности насосных агрегатов требует улучшения коэффициента полезного действия самих насосов, усовершенствования систем регулирования и автоматизации насосных установок. Снижение основных затрат на сооружение насосов и насосных станций может быть достигнуто преимущественно повышением числа оборотов насосных агрегатов при сохранении или уменьшении строительных размеров насосных установок. Это требует разработки технических мероприятий по улучшению кавитационных показателей насосов. Не менее важными являются вопросы обеспечения дальнейшего увеличения сроков непрерывной работы насосов без текущего и капитального ремонтов.

Созданы насосы для паротурбинных установок сверхвысокого давления мощностью 300 *мвт* и выше, создаются питательные насосы мощностью 18 000 *квт* на давление нагнетания 350 *атм*. Начаты проектно-исследовательские работы по сооружению обратимых агрегатов (насос—турбина) мощностью 100 000 *квт*. Эти примеры характерны для темпов развития новой техники по плану развития народного хозяйства СССР.

Прогресс в области насосостроения опирается на соответствующее развитие конструкторской, научно-исследовательской и теоретической работы. До Великой Отечественной войны научная мысль в области гидромашиностроения возглавлялась в Ленинграде проф. И. Н. Вознесенским (ЛПИ), в Москве — проф. И. И. Куколевским (МВТУ) и в Харькове — проф. Г. Ф. Проскурой (ХПИ), которые вели подготовку кадров гидромашиностроителей и создали соответствующие научные школы. Большая научная работа проводилась уже тогда на Ленинградском металлическом заводе им. XXII съезда, во Всесоюзном институте гидромашиностроения (ВНИИгидромаш) и на насосостроительном заводе им. М. И. Калинина в Москве.

В настоящее время научно-исследовательская работа в области насосостроения ведется на кафедрах гидравлических машин ЛПИ им. М. И. Калинина, МВТУ им. Н. Э. Баумана, МЭИ и ХПИ, во Всесоюзном научно-исследовательском институте гидромашиностроения, в лабораториях насосостроительных заводов.

Главными направлениями научно-исследовательской работы являются: изучение рабочего процесса в ступенях быстроходностью $n_s = 75 \div 100$ в целях возможного повышения экономичности питательных насосов большой мощности и создание ступеней насосов с непрерывно падающей формой напорной характеристики, обеспечивающей совместную работу насосов в широком диапазоне подач; исследование осевых насосов в целях улучшения энергетических и кавитационных показателей; работы по созданию осевых предвключенных ступеней центробежных насосов с возможно более высокими кавитационными характеристиками; исследование рабочего процесса насосов в условиях режима с развитой местной кавитацией; исследование нестационарных явлений в насосах; работы по созданию технически высокоэффективных обратимых агрегатов и др.

Насосостроение относится к сложной и весьма ответственной области машиностроения, которая характеризуется большим разнообразием типов насосов. Поэтому одной из основных задач является максимальная унификация и типизация насосов, что может быть достигнуто путем использования и дальнейшего развития методов подобия применительно к этой отрасли техники.

Рабочий процесс в насосах и гидравлических турбинах весьма сходен. Отличие заключается лишь в направлении передачи энергии: в насосах —

от двигателя к жидкости, а в турбинах — от жидкости к генератору. Это ведет практически к единству теории и значительному сходству методов расчета насосов и гидротурбин. Рабочий процесс в вентиляторах также почти тождествен с насосами, так как воздух (или другой газ) при скоростях, обычных для вентиляторов, ведет себя с достаточной для технических целей точностью как несжимаемая жидкость. В этом случае различия в методах расчета связаны лишь с особенностями конструктивных решений в вентиляторостроении, вызванных относительно большим влиянием центробежных сил на механическую прочность рабочего колеса и низким уровнем давлений для корпусной части. Весьма высоко сходство рабочего процесса в насосах и компрессорах (дозвукового типа). Особенно это относится к местным процессам в отдельных элементах проточной части компрессоров, где явление сжимаемости относительно мало сказывается.

Все это ведет к широкому единству теории, методов расчета и возможности взаимного использования результатов экспериментальных исследований рабочего процесса для всей упомянутой группы машин.

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О НАСОСАХ

1. Определение, назначение и связь насосов с другими энергетическими машинами

Определение. Первые водоподъемные устройства предназначались в основном для нужд орошения. Появление таких примитивных устройств, как черпак с противовесом по типу колодезного журавля, водяных колес с черпаками относится к очень далеким временам. Описания поршневого двухцилиндрового насоса относятся ко II в. до н. э. В России инж. А. А. Саблуков (1783—1857) успешно использовал в 1838 г. в качестве центробежного насоса изобретенный им в 1832 г. центробежный вентилятор. Весьма обстоятельный исторический очерк развития лопастных насосов приводится проф. А. Е. Караваевым [45].

Само название «насос» свидетельствует о способе его действия, основанном на всасывании воды. Длительное время насосы предназначались исключительно для подъема воды. Однако в настоящее время область их применения настолько широка и многообразна, что определение насоса как машины для подъема воды было бы односторонним. Кроме коммунального и промышленного водоснабжения, насосы применяются для орошения, гидроаккумулирования, водоснабжения, транспорта. Существуют насосы тепловых электростанций, судовые насосы, специальные типы насосов для химической, нефтяной, бумажной, торфяной и других отраслей промышленности. В качестве вспомогательных устройств насосы входят в большинство машин для обеспечения смазки. Насосы являются одним из наиболее распространенных родов машин, причем их конструктивное разнообразие исключительно велико. Поэтому классификация насосов, которая вытекала бы из их назначения, встречается с большими трудностями. Наиболее правильно в настоящее время определить насос как машину для преобразования механической энергии двигателя в энергию перекачиваемой жидкости. Такое более общее определение выявляет энергетическую сущность этой машины и ближе к физике происходящих в ней рабочих процессов.

Связь насосов с другими энергетическими машинами. В насосе совершается процесс, обратный процессу, имеющему место в гидравлическом двигателе (гидравлической турбине), в котором происходит преобразование энергии потока жидкости в механическую энергию на валу двигателя. Физическая сущность процессов, происходящих в насосе и в гидравличе-

ском двигателе, почти одинакова, и оба типа машин имеют очень много общего и в теории, и в конструкции.

Родственность физических свойств жидкостей и газов позволяет установить сходство насосов с энергетической группой газовых машин — вентиляторами, газодувками, компрессорами (преобразователями механической энергии двигателя в энергию состояния газа) и в меньшей мере с обратными по процессу машинами — паровыми и газовыми турбинами. Газы, обладая во многом одинаковыми физическими свойствами с капельными жидкостями, отличаются от них свойством сжимаемости.

В компрессорных машинах при повышении давления газа часть механической работы двигателя затрачивается на работу сжатия газа, т. е. на повышение внутренней его энергии, выражающееся в повышении температуры. Однако сходство насосов с компрессорными машинами при более внимательном анализе явлений оказывается бо́льшим, чем это может показаться на первый взгляд.

Установление сходства насосов с другими энергетическими машинами открывает широкие возможности использования опыта смежных отраслей машиностроения. В то же время опыт насосостроения с успехом может быть использован в гидротурбостроении и в компрессорных машинах, особенно в вентиляторах, где сжимаемостью газа практически можно пренебречь.

2. Основные параметры насосов

Насос в соответствии с назначением характеризуется тремя параметрами: подачей, напором и мощностью.

Подача. Подача насоса представляет собой количество жидкости, подаваемой в единицу времени. В зависимости от характера установки количество подаваемой жидкости измеряется объемом или весом.

Размерности: для объемной подачи $Q - \frac{\text{единица объема}}{\text{единица времени}}$, т. е. *м³/ч*, *м³/сек*, *л/мин* и т. п.; для весовой подачи $G - \frac{\text{единица веса}}{\text{единица времени}}$ или *т/ч*, *кГ/сек* и т. п. Очевидно, что весовая подача G связана с объемной Q соотношением $G = \gamma Q$, где γ — удельный вес жидкости.

Напор насоса. Напором насоса H называется приращение механической энергии, получаемое каждым килограммом жидкости, проходящей через насос, т. е. разность удельных энергий жидкости при выходе из насоса и при входе в него.

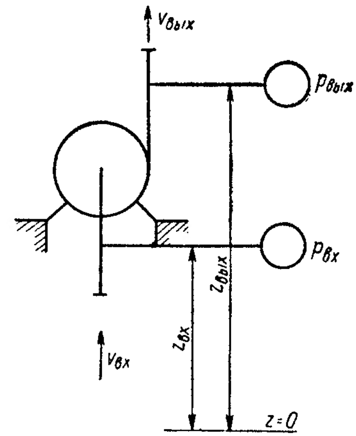


Рис. 1. Схема измерения напора насоса

Обозначая удельную энергию потока при выходе из насоса (рис. 1)

$$E_{вых} = \frac{p_{вых}}{\gamma} + z_{вых} + \frac{v_{вых}^2}{2g}$$

и удельную энергию при входе в насос

$$E_{вх} = \frac{p_{вх}}{\gamma} + z_{вх} + \frac{v_{вх}^2}{2g},$$

где $p_{вых}$; $z_{вых}$; $v_{вых}$ — давление, отметка и скорость потока при выходе из насоса;

$p_{вх}$; $z_{вх}$; $v_{вх}$ — то же при входе в насос;
γ — удельный вес;
g — ускорение силы тяжести,

имеем

$$H = E_{вых} - E_{вх} = \frac{p_{вых} - p_{вх}}{\gamma} + (z_{вых} - z_{вх}) + \frac{v_{вых}^2 - v_{вх}^2}{2g}. \qquad (1.1)$$

Таким образом, энергетическая величина напора, отнесенная к единице веса, имеет линейную размерность *кГ·м/кГ = м*.

Мощность. Третьим параметром, характеризующим насос, является потребляемая им мощность N, обычно измеряемая в киловаттах. Для ее определения остановимся прежде всего на понятии полезной мощности $N_г$, логически вытекающем из представления о напоре и подаче. Приращение энергии (в *кГ·м*) каждого килограмма жидкости, подаваемой насосом, по определению, равно напору H; количество жидкости, перекачиваемой насосом в единицу времени, равно весовой подаче G; полное приращение энергии, получаемое всем потоком в насосе в единицу времени, т. е. полезная мощность насоса

$$N_г = GH \frac{кГ \cdot м}{сек} = \frac{GH}{102} квт = \frac{\gamma Q H}{102} квт, \qquad (1.2)$$

где H — в *м*;
G — в *кГ/сек*;
Q — в *м³/сек*;
γ — в *кГ/м³*.

Отношение полезной мощности $N_г$ к потребляемой N представляет собой к. п. д. насоса

$$\eta = \frac{N_г}{N} = \frac{GH}{102N} = \frac{\gamma Q H}{102N}. \qquad (1.3)$$

Следовательно, потребляемая мощность

$$N = \frac{\gamma Q H}{102\eta} квт. \qquad (1.4)$$

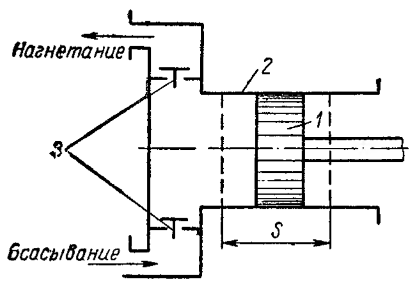


Рис. 2. Схема поршневого насоса:
1 — поршень — тело вытеснения; 2 — корпус; 3 — клапаны

3. Классификация насосов по принципу действия

Все типы насосов, несмотря на исключительное многообразие их конструктивных форм, могут быть разделены на две группы по принципу действия: 1) насосы вытеснения; 2) лопастные насосы: центробежные и осевые.

Насосы вытеснения. К насосам вытеснения относятся:

а) поршневые насосы с поступательным движением тела вытеснения — поршневые; скальчатые (плунжерные);

б) роторные насосы с вращательным движением тела вытеснения — зубчатые, винтовые, пластинчатые, жидкостно-кольцевые.

Ведущим типом машин вытеснения является поршневой насос [1; 26; 39 и др.].

Поршневой насос (рис. 2) представляет собой цилиндр с перемещающимся в нем поршнем. При перемещении поршня из правого крайнего положения в левое жидкость, занимавшая внутреннее пространство цилиндра, вытесняется в сторону нагнетания. При обратном движении поршня это пространство вновь заполняется жидкостью, поступающей

со стороны всасывания. Направление движения жидкости при всасывании и нагнетании определяется клапанами. Подача Q поршневого насоса выражается произведением вытесненного за один ход объема V на число рабочих ходов в единицу времени.

Объем

$$V = fS,$$

где f — площадь поршня, а S — его ход.

Подача

$$Q = \frac{Vi}{60} = f\,\frac{Si}{60} = f v_{cp}. \tag{1.5}$$

Здесь i — число ходов в минуту;

$\frac{Si}{60} = v_{cp}$ — средняя скорость движения поршня с учетом перемещения только при рабочем ходе.

При наиболее распространенном в настоящее время приводе от кривошипного механизма мгновенная скорость перемещения поршня во времени v меняется с достаточной степенью приближения по синусоидальному закону

$$v(t) = r\omega \sin \omega t = r\omega \sin \frac{2\pi n}{60} t. \tag{1.6}$$

Здесь $r = \frac{S}{2}$ — радиус кривошипа;

$\omega = \frac{2\pi n}{60}$ — угловая скорость вращения.

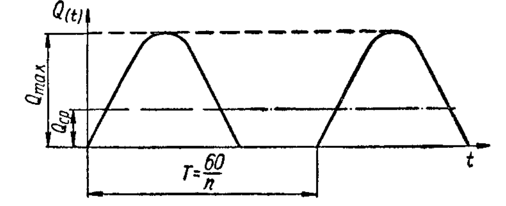


Рис. 3. График подачи жидкости поршневым насосом одностороннего действия

Подача $Q(t) = fv(t)$ у поршневых насосов циклически изменяется во времени, график подачи жидкости в напорный трубопровод для насоса одностороннего действия имеет прерывистый характер (рис. 3). Отношение максимального значения подачи Q_{max} к ее среднему значению Q_{cp} для насоса одностороннего действия составляет $\frac{Q_{max}}{Q_{cp}} = \pi$. В целях выравнивания графика подачи применяются поршневые насосы двойного действия, для которых $\frac{Q_{max}}{Q_{cp}} = \frac{\pi}{2}$. Скальчатые насосы обычно выполняются тройного действия (рис. 4). Особенностью скальчатых насосов является отсутствие внутренних уплотнений поршня; это приводит к широкому использованию их в области высоких давлений. Очевидно, что подача скальчатого насоса тройного действия равна утроенной подаче насоса одинарного действия

$$Q = 3f\,\frac{Si}{60}. \tag{1.7}$$

График подачи при смещении кривошипов под углом 120° друг относительно друга принимает вид, показанный на рис. 5. Аналитическое выражение зависимости подачи трехплунжерного насоса от времени

$$Q(t) = f\omega r\left[\sin \omega t + \sin\left(\frac{2\pi}{3} + \omega t\right) + \sin\left(\frac{4\pi}{3} + \omega t\right)\right]. \tag{1.8}$$

Отношение максимальной подачи к средней в этом случае составляет $\frac{Q_{max}}{Q_{cp}} = 1{,}047$. Трехплунжерный насос создает в сравнении с поршневыми насосами другого типа равномерную подачу жидкости в систему нагнетания и, как правило, не нуждается в установке специальных устройств

(типа воздушного аккумулятора) для выравнивания графика подачи. Это свойство является существенным достоинством данного типа насоса.

Зубчатый насос [5; 26] схематично представлен на рис. 6. Особенностью зубчатого насоса является вращательное движение тела вытеснения. Жидкость, заключенная во впадинах зубцов шестерен, ограниченных снаружи корпусом, при вращении колес перемещается из области всасы-

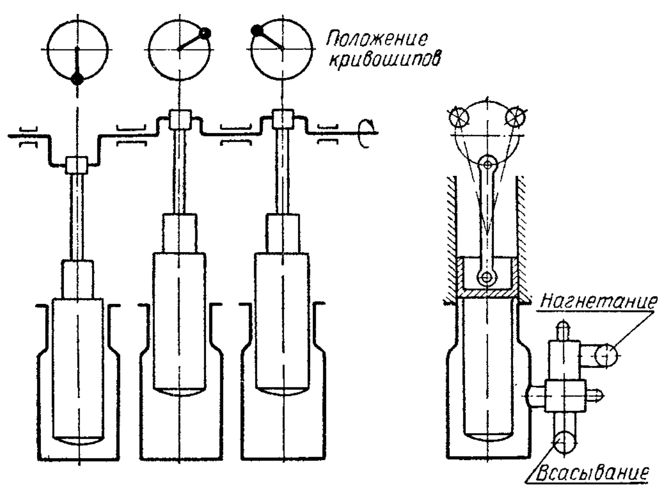


Рис. 4. Схема скальчатого насоса тройного действия

вания в область нагнетания. По линии зацепления двух шестерен происходит герметизация области нагнетания от области всасывания. Подача зубчатого насоса при нормальных некорригированных шестернях определяется выражением

$$Q = 2\pi m^2 zbn, \qquad (1.9)$$

где m — модуль зацепления;

z — число зубьев;

b — ширина шестерни;

n — число оборотов шестерни.

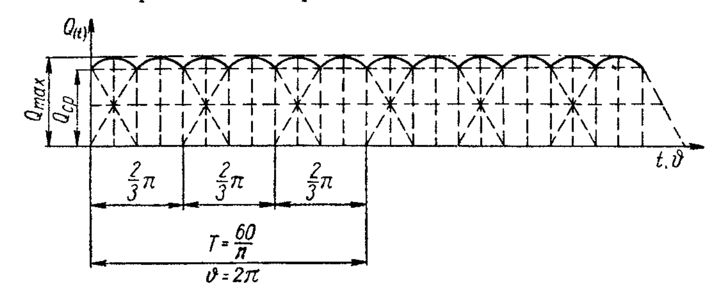


Рис. 5. График подачи жидкости скальчатым насосом тройного действия

Область применения зубчатых насосов по величине давления нагнетания ограничивается предельным значением нагрузки на подшипники осей шестерен. Обычно давление нагнетания зубчатых насосов не превосходит 20 $кГ/см^2$. Зубчатые насосы широко применяются в системах смазки машин. Полной равномерности графика подачи жидкости зубчатые насосы все же не обеспечивают.

Винтовые насосы [39] получили широкое распространение в последние десять лет. Принцип действия (рис. 7) винтового насоса основан на возможности создания специального профиля винтов, линия зацепления между которыми обеспечивает полную герметизацию области нагнетания от области всасывания. При вращении винтов эта линия перемещается вдоль оси. Длина винтов для обеспечения герметичности при всех их положениях должна быть несколько больше шага винтов. Жидкость, расположенная во впадинах винта и ограниченная корпусом и линией зацепления винтов, при вращении винтов вытесняется в область нагнетания. В большинстве случаев винтовые насосы выполняются с тремя винтами: средний — ведущий и два боковых — ведомые.

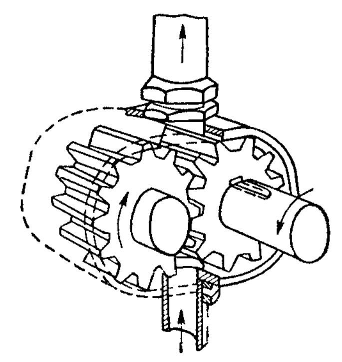


Рис. 6. Схема шестеренного насоса

Подача винтового насоса с циклоидальным зацеплением определяется выражением

$$Q_m = 0{,}0691 n d_н^3, \qquad (1.10)$$

где n — число оборотов винта в минуту;

$d_н$ — диаметр начальной окружности винтов.

Винтовые насосы обеспечивают совершенно равномерный график подачи жидкости во времени. Наружная поверхность винтов лежит на внутренней поверхности корпуса (в некоторых насосах конструктивно винты центруются подшипниками). При перекачивании масла или других вязких жидкостей в месте контакта винта с корпусом образуется несущий масляный клин. Винтовые насосы при этих условиях хорошо приспособлены для создания достаточно высоких давлений — до 80—100 *атм*.

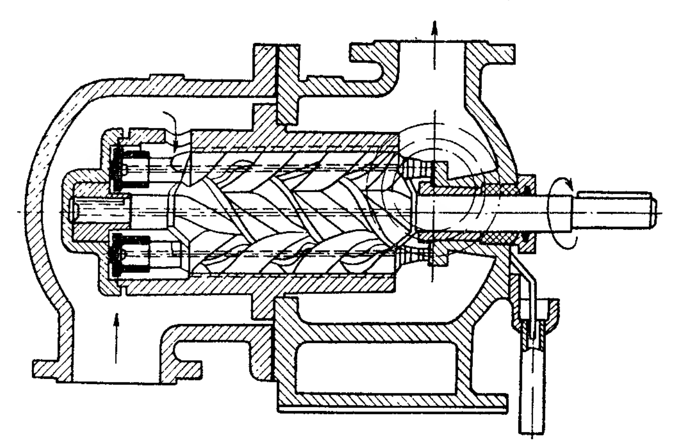


Рис. 7. Схема винтового насоса

Пластинчатый насос [26; 80] схематично представлен на рис. 8. Ротор насоса эксцентрично расположен в корпусе. Пластины, расположенные в роторе, при вращении под действием центробежной силы, выдвигаясь из тела ротора, скользят по поверхности корпуса. Эти пластины образуют вместе с корпусом герметичные, постепенно вырастающие полости. При дальнейшем вращении эти полости убывают до нуля.

Жидкость, заполняя полости между пластинами ротора, первоначально забирается из области всасывания, а затем вытесняется в область

нагнетания. Область применения пластинчатых насосов ограничена относительно невысокими давлениями и числами оборотов. Средняя подача пластинчатого насоса одиночного действия

$$Q_0 = 2eb\,(2\pi r - \delta z)\,n, \tag{1.11}$$

где r — радиус расточки статора;
e — эксцентриситет расположения ротора;
b — осевая ширина ротора;
δ — толщина лопатки;
z — число лопаток;
n — число оборотов ротора.

Теоретически подача насосов вытеснения не зависит от напора, ими создаваемого. В действительности имеют место незначительные изменения подачи насосов вытеснения с увеличением напора, определяемые

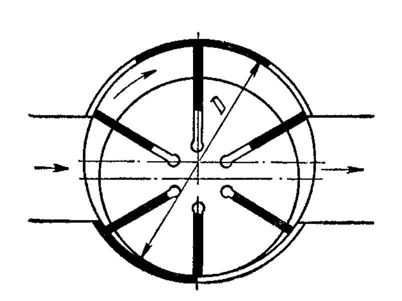


Рис. 8. Схема пластинчатого насоса

Рис. 9. Характеристика H—Q насоса вытеснения

возрастанием протечек через зазоры внутри насоса. Вытеснение жидкости из насоса в сторону нагнетания принципиально не зависит от встречаемого сопротивления. Поэтому напор насоса определяется сопротивлением внешней сети. Эти свойства являются характерными для всех типов насосов вытеснения. Характеристика насосов вытеснения, выражающая зависимость напора от подачи, представляется линией, незначительно наклоненной в сторону оси напоров (рис. 9).

Насосы лопастные. К лопастным насосам относятся: а) центробежные; б) диагональные; в) осевые; г) вихревые.

Работа центробежных и осевых насосов основана на совершенно отличном и притом общем принципе действия — силовом взаимодействии лопасти с обтекающим ее потоком. Общность процессов передачи механической энергии от рабочего тела к потоку ведет к сходным эксплуатационным свойствам. Различие этих типов насосов заключается в направлении течения: в центробежных насосах поток жидкости имеет в области лопастного колеса радиальное направление, и поэтому создаются условия для работы центробежных сил; в осевых насосах поток жидкости параллелен оси вращения лопастного колеса.

На рис. 10 и 11 представлены схемы центробежного и осевого насосов. Как центробежный, так и осевой насосы состоят из корпуса *1* и свободно вращающегося в нем лопастного колеса *2*. При вращении колеса в потоке жидкости возникает разность давлений по обе стороны каждой лопасти и, следовательно, силовое взаимодействие потока с лопастным колесом. Силы давления лопастей на поток создают вынужденное вращательное и поступательное движение жидкости, увеличивая ее давление и скорость, т. е. механическую энергию. Очевидно, что удельное приращение энергии

потока жидкости в лопастном колесе зависит от сочетания скоростей протекания потока, скорости вращения колеса, его размеров и формы, т. е. от сочетания конструкции, размеров, числа оборотов и подачи на-

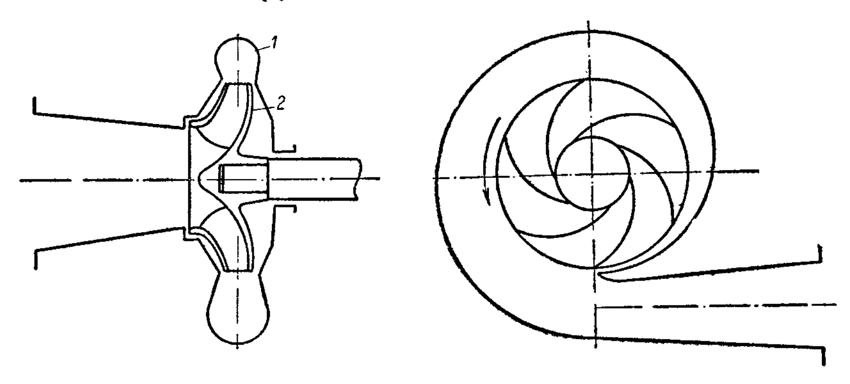


Рис. 10. Схема центробежного насоса

соса. При постоянном числе оборотов каждому значению подачи лопастного насоса соответствует определенный напор. Зависимость напора от подачи графически выражается плавной кривой (рис. 12). Таким образом, эксплуатационные свойства лопастных насосов существенно отличны от свойств насосов вытеснения.

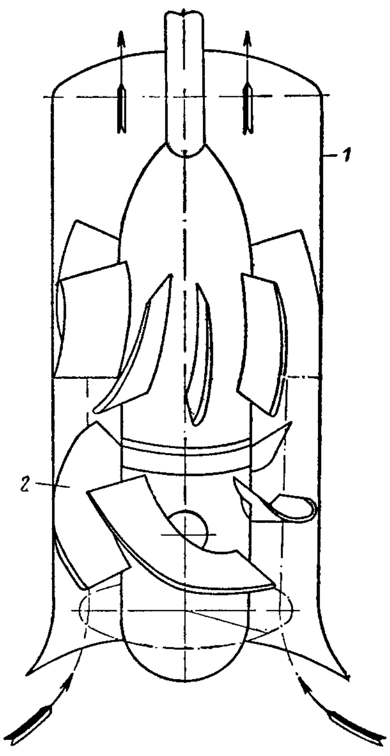


Рис. 11. Схема осевого насоса

Принцип действия вихревых насосов (рис. 13) также основан на передаче энергии от лопасти к потоку жидкости. Жидкость подается с боков корпуса через окно *А* к основаниям радиальных лопастей колеса. Последнее представляет собой своеобразное центробежное рабочее колесо с радиальными лопастями, которое вращается внутри корпуса с малыми осевыми зазорами (не более 0,2—0,3 *мм*). Вокруг периферии колеса в корпусе выполнен кольцевой канал, заканчивающийся напорным патрубком, по которому жидкость отводится из насоса. Область входных каналов отделяется от напорного патрубка участком, плотно прилегающим к колесу (радиальный зазор не более 0,2 *мм*) и служащим уплотнением. Жидкость, вошедшая через входное отверстие в насос, попадает в межлопастные пространства, в которых ей сообщается механическая энергия. Центробежные силы выбрасывают ее из колеса. В кольцевом канале жидкость движется по винтовым траекториям и через некоторое расстояние вновь попадает в межлопастное пространство, где снова получает приращение механической энергии. Таким образом, в корпусе работающего насоса образуется своеобразное парное кольцевое вихревое движение, от которого насос и получил название вихревого. Многократность приращения энергии частиц жидкости

приводит к тому, что вихревой насос при прочих равных условиях создает напор значительно больший, чем центробежный.

Наличие уплотняющего участка корпуса позволяет насосу перекачивать как сплошные жидкости, так и жидкостно-газовые смеси. Такой насос обладает возможностью «сухого всасывания». В связи с этим свойством большинство типов вихревых насосов используются как самовса-

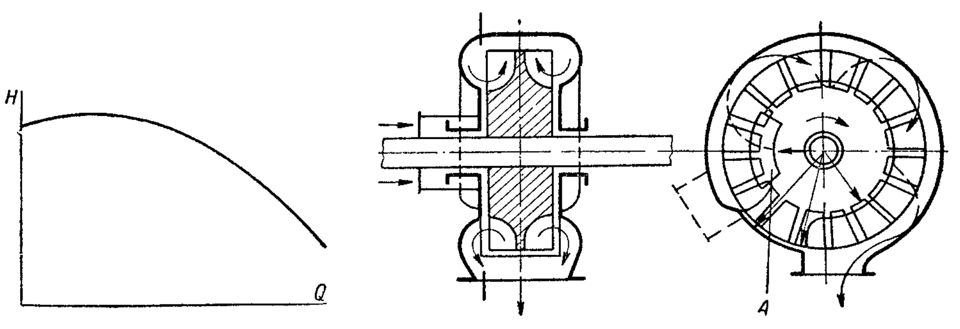


Рис. 12. Характеристика H—Q лопастного насоса

Рис. 13. Схема вихревого насоса

сывающие. Коэффициент полезного действия у вихревых насосов ниже, чем у насосов центробежного типа, и не превышает 40—50%. Это обстоятельство ограничивает область использования вихревых насосов. Однако при очень малых подачах они конкурируют с центробежными.

4. Области применения различных типов насосов

В насосах вытеснения величина напора принципиально не ограничена. Повышение же подачи может быть достигнуто лишь увеличением конструктивных размеров и числа рабочих ходов (числа оборотов). В таких насосах вытеснения, как поршневые и скальчатые, вследствие цикличности движения тела вытеснения поток жидкости неустановившийся, и повышение скорости потока, а следовательно, и подачи за счет увеличения числа оборотов ограничено инерционными явлениями. Отсюда, областью применения поршневых и плунжерных насосов являются высокие давления при относительно малых подачах. В прессовых установках и химической промышленности строятся плунжерные насосы с напором в 1000 *ат* и более.

Соединение поршневых и плунжерных насосов с наиболее распространенными в настоящее время типами двигателей — электромоторами и паровыми турбинами — требует применения кривошипного механизма. В роторных насосах вытеснения — зубчатых, винтовых и пр. — этот недостаток устранен, и они могут непосредственно соединяться с современными типами двигателей. Роторные насосы, так же как и поршневые, применяются для относительно малых подач при сравнительно больших напорах. Достижение высоких давлений в роторных насосах, исключая винтовые, связано со значительными трудностями в устройстве подшипников, поэтому они редко выполняются на давление свыше 30 *ат*.

Лопастные насосы удобны для непосредственного соединения с быстроходными типами современных электромоторов и паровых и газовых турбин. Вследствие вращения лопастного колеса с постоянным числом оборотов скорости потока жидкости в лопастных насосах могут быть допущены значительно более высокими, чем в насосах поршневых и плунжерных. Лопастные насосы при тех же значениях подачи получаются

значительно компактнее, легче и дешевле. Их к. п. д. при умеренных напорах не уступают к. п. д. поршневых насосов. Поэтому в области низких и средних напоров и больших подач применяются исключительно лопастные насосы. В настоящее время, вследствие усовершенствования методов

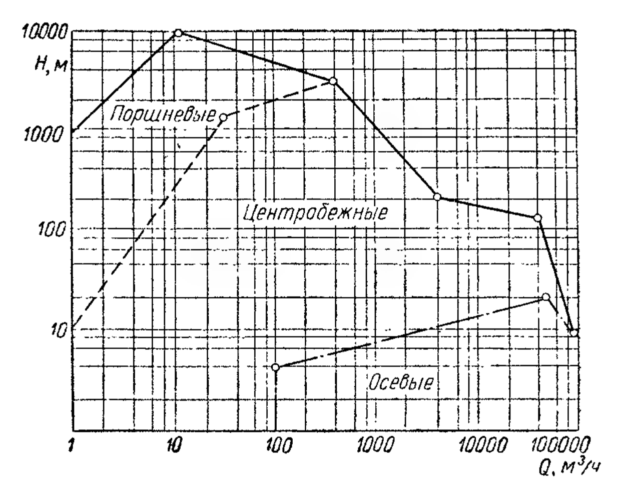


Рис. 14. Области применения насосов различных типов

проектирования и производства центробежных насосов, их применение стало распространяться также и на высокие напоры — до 3000 *м* и выше.

Области применения различных типов насосов представлены в логарифмических координатах *H*—*Q* на рис. 14.

В табл. 1 приведены данные некоторых крупных насосов.

Таблица 1

Параметры крупных насосов

Тип насоса	Q	H	N*	n	η	Вид привода
	м³/сек	м	квт	об/мин	%	
Центробежный 52В-17	10	78	7 500	375	92	Электродвигатель
Центробежный СВПЭ-320-550	0,2	3300	8 000	7550	78	»
Центробежный СВПТ-340-1000	0,32	3550	12 000	6000	80	Паровая турбина
Осевой поворотнолопастной Оп3-185	14,5	19,2	3 000	333	86	Электродвигатель

* Мощность двигателя.

5. Схемы и основные типы конструкций лопастных насосов

Конструктивные схемы всех лопастных насосов принципиально аналогичны. Разберем их на примере центробежных насосов, имеющих наиболее широкое распространение и отличающихся наибольшим разнообразием типов.

Конструкция элементарного насоса. На примере простейшего центробежного насоса (рис. 15) рассмотрим его отдельные конструктивные

элементы и их назначение. Лопастное колесо *2* представляет собой ограниченную двумя поверхностями вращения камеру, в которой расположена система лопастей. При вращении колеса лопасти приводят протекающий поток во вращательное движение, увеличивая этим его механическую энергию. Корпус *3* служит для конструктивного объединения всех элементов в насосе, для подвода жидкости к лопастному колесу, отвода потока

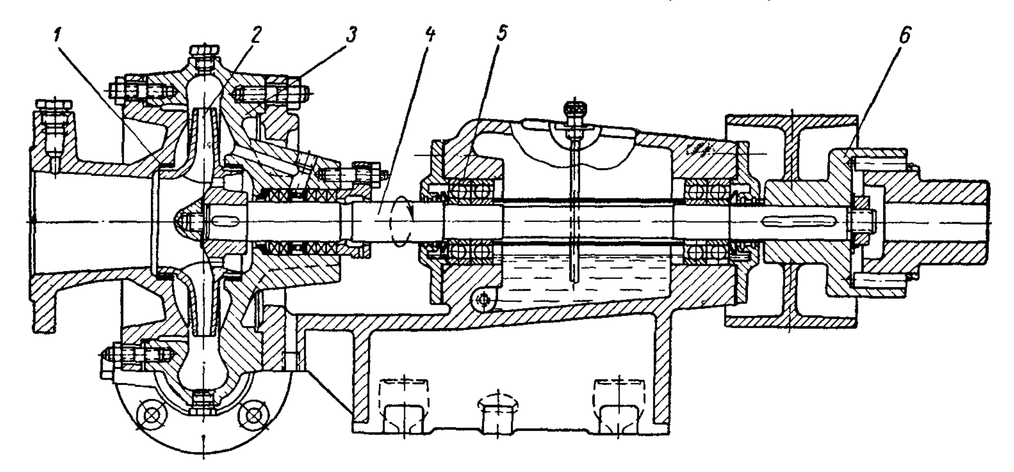


Рис. 15. Консольный одноступенчатый центробежный насос

от него и для преобразования скоростной энергии потока, выходящего из колеса, в давление. Для предупреждения обратного возврата жидкости из области нагнетания в область всасывания через пространство между колесом и корпусом служит уплотнение *1*. Зазор в уплотнении делается возможно малым, вследствие чего обратный (паразитный) ток жидкости — утечка сводится к минимуму. Лопастное колесо закреплено на валу *4*, который одновременно служит проводником механической энергии от двигателя. Валы насоса и двигателя соединяются муфтой *6*. В месте прохода вала через отверстие в стенке корпуса расположено сальниковое уплотнение, предупреждающее вытекание жидкости из корпуса наружу. При вакууме в корпусе в месте прохода вала сальник предупреждает проникновение атмосферного воздуха внутрь корпуса. Вал опирается на подшипники *5*, которые воспринимают как радиальную, так и осевую нагрузки, возникающие вследствие действия гидравлических сил и веса.

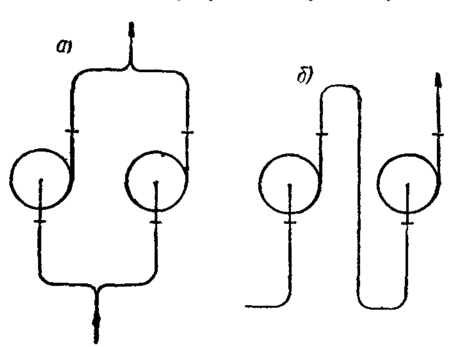


Рис. 16. Схема насосов: *а* — многопоточный; *б* — многоступенчатый

Применение нескольких лопастных колес в одном насосном агрегате позволяет значительно расширить область использования лопастных насосов и создает ряд конструктивных преимуществ. Каждому лопастному колесу в агрегате соответствует элементарный насос.

Соединение таких элементарных насосов в агрегате может быть параллельным и последовательным (рис. 16).

Схема параллельного соединения лопастных колес. При параллельном соединении (рис. 16, *а*) каждое лопастное колесо подает лишь часть общей

подачи, создавая полный напор; поток в насосе делится на ряд параллельных струй. Такой насос называется многопоточным. На рис. 17 представлен один из наиболее распространенных типов насосов с двумя параллельными потоками. При входе в насос поток делится на две части и поступает в лопастное колесо с двух сторон. Лопастное колесо в этой конструкции представляет собой объединение в одной детали двух лопастных колес, расположенных симметрично относительно плоскости, нормальной к оси насоса. При выходе из лопастного колеса обе части потока вновь соединяются и поступают в спиральный отвод.

Такая конструкция насоса вследствие симметрии компактна и обладает рядом преимуществ.

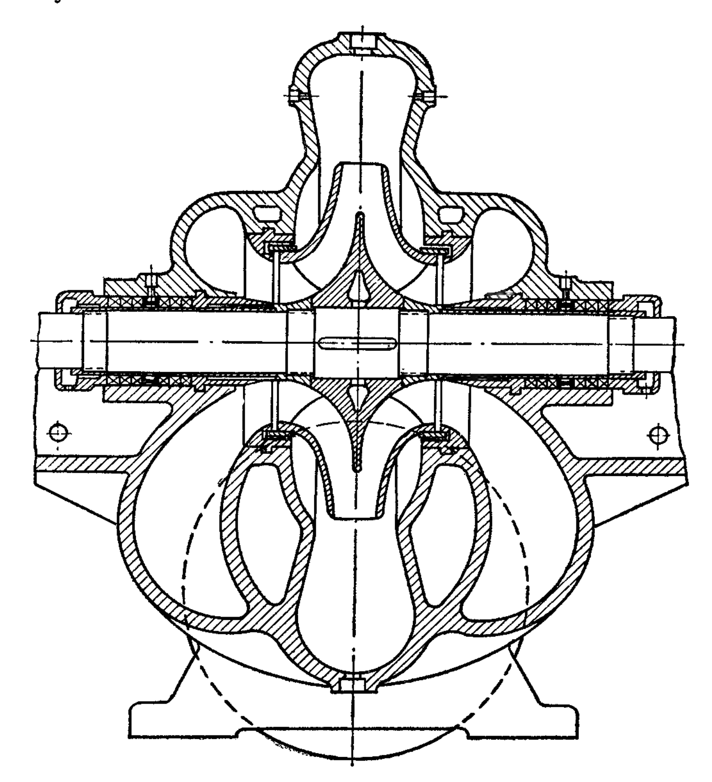


Рис. 17. Насос с двусторонним подводом воды

Схема многоступенчатого насоса. При последовательном соединении (рис. 16, *б*) каждое лопастное колесо создает лишь часть полного напора при полной подаче; напор в насосе нарастает ступенями. Такой тип конструкции насоса называется многоступенчатым (рис. 18). Он позволяет увеличить напор во столько раз, сколько у него ступеней. Все колеса многоступенчатого насоса насажены на общий вал и образуют единый ротор насоса. Система уравновешивания осевого давления, подшипники, сальники объединяются в одном общем для всех ступеней корпусе, что придает насосу компактность, уменьшает вес и снижает стоимость.

Осевые насосы. Во всей проточной части осевого насоса центр массы жидкости перемещается прямолинейно — вдоль оси вращения рабочего колеса. Это препятствует осуществлению многопоточной схемы в одном насосе. Многоступенчатая схема в осевых насосах осуществляется так же, как и в центробежных.

Вихревые насосы. Принципиально вихревое рабочее колесо является своеобразным центробежным. Направление движения жидкости в колесе здесь так же, как и в центробежном, изменяется от осевого к радиальному, вследствие чего конструктивные схемы вихревых насосов не отличаются

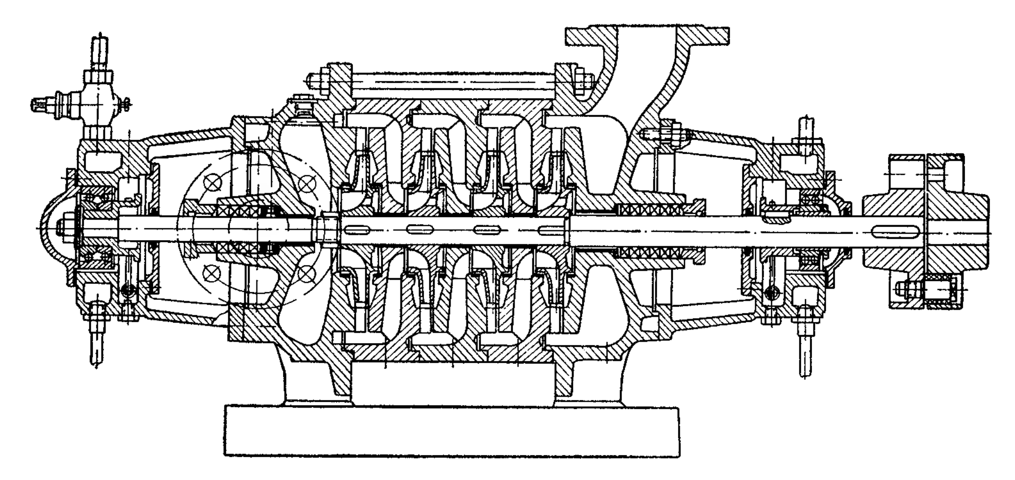


Рис. 18. Многоступенчатый насос

от центробежных. Здесь также применяются многопоточные и многоступенчатые насосы. Часто в качестве второй ступени применяют центробежное рабочее колесо [1; 80].

6. Потери в насосах

Вследствие потерь внутри насоса только часть механической энергии, полученной им от двигателя, преобразуется в энергию потока жидкости. Степень использования энергии двигателя измеряется значением полного к. п. д. [см. уравнение (1. 3)]. Коэффициент полезного действия насоса является одним из основных его качественных показателей. Анализируя причины возникновения потерь в насосе, можно найти пути к повышению его к. п. д. Все виды потерь в насосе делятся на три категории: гидравлические, объемные и механические.

Гидравлические потери. Часть энергии, получаемой потоком от лопастного колеса, затрачивается на преодоление гидравлических сопротивлений h_c при движении потока внутри насоса. Действительный напор насоса

$$H = H_m - h_c,$$

где H_m — энергия, получаемая потоком от лопастного колеса.

Гидравлическое совершенство элементов проточной части насоса характеризуется значением гидравлического к. п. д.

$$\eta_г = \frac{H}{H_m} = \frac{H_m - h_c}{H_m} = 1 - \frac{h_c}{H_m}. \qquad (1.12)$$

Объемные потери. Паразитные течения (утечки) внутри насоса в уплотнениях лопастного колеса и в системе уравновешивания осевого давления ведут к уменьшению подачи насоса Q по сравнению с подачей лопастного колеса Q'. Объемные утечки

$$Q_{об} = Q' - Q.$$

Степень использования подачи лопастного колеса характеризуется объемным к. п. д.

$$\eta_{об} = \frac{Q}{Q'} = \frac{Q' - Q_{об}}{Q'} = 1 - \frac{Q_{об}}{Q'}. \qquad (1.13)$$

Механические потери. Часть энергии, получаемой насосом от двигателя, расходуется на преодоление механического трения внутри насоса. В насосе имеют место: трение наружной поверхности лопастного колеса и других деталей ротора о жидкость (дисковое трение) $N_{тр\,1}$; трение в сальниках $N_{тр\,2}$; трение в подшипниках $N_{тр\,3}$. Общая мощность трения внутри насоса

$$N_{тр} = N_{тр\,1} + N_{тр\,2} + N_{тр\,3}. \qquad (1.14)$$

Механический к. п. д.

$$\eta_{м} = \frac{N - N_{тр}}{N} = 1 - \frac{N_{тр}}{N}. \qquad (1.15)$$

Мощность насоса за вычетом мощности механического трения является мощностью, передаваемой лопастным колесом потоку жидкости,

$$N - N_{тр} = \frac{\gamma Q' H_m}{102}. \qquad (1.16)$$

Полный к. п. д. равен произведению составляющих

$$\eta = \eta_{г}\eta_{об}\eta_{м} = \frac{H}{H_m}\cdot\frac{Q}{Q'}\cdot\frac{\gamma Q' H_m}{102N} = \frac{\gamma Q H}{102N}. \qquad (1.17)$$

Значению полного к. п. д. может быть придано другое, часто более удобное при расчетах выражение, вытекающее из формул (1. 2), (1. 3) и (1. 16).

$$\eta = \frac{\gamma Q H}{\gamma Q' H_m + 102 N_{тр}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_{об}}{Q}\right)\frac{1}{\eta_{г}} + \frac{102 N_{тр}}{\gamma Q H}}. \qquad (1.18)$$

Таким образом, полный к. п. д. насоса определяется гидродинамическим совершенством проточной части, качеством системы внутренних уплотнений и величиной потерь на механическое трение.

7. Подобие явлений в насосах

Строгое математическое определение движения жидкости в насосах до настоящего времени встречает еще непреодолимые трудности. В связи с этим большое значение приобретает опыт и его обобщение. Научно обоснованным обобщением результатов опыта является применение методов подобия и размерности.

Явления называются подобными, если по заданным характеристикам одного из них можно получить характеристики другого простым пересчетом, аналогичным переходу от одной системы единиц измерения к другой системе [95]. Применение методов размерности позволяет знать о явлении меньше, чем при составлении уравнений движения. Можно не знать функциональных связей между исследуемыми величинами, а ограничиться лишь сведениями, полученными из опыта или общих физических соображений, о наличии этой связи. При установлении определяющих параметров требуется, естественно, схематизация явления, как и при составлении уравнений движения.

Найдем, пользуясь методами подобия и размерностей, закономерности, связывающие напор H и мощность N насосов с подачей Q и числом оборотов n при условии наличия геометрического подобия их проточной части. Составим систему определяющих параметров. Для определения проточной части в условиях геометрического подобия достаточно указать какой-либо линейный размер. Возьмем диаметр рабочего колеса D. Режим работы насоса определим подачей Q и числом оборотов n. Свойства жидкости характеризуются ее плотностью ϱ и коэффициентом вязкости μ. Допустим при этом, что жидкость несжимаема. Тогда движение жидкости в насосе будет определяться следующей системой независимых размерных параметров D, Q, n, ϱ и μ.

Момент M, действующий со стороны колеса на жидкость, и напор H, создаваемый насосом, определяются формой движения жидкости в насосе и, следовательно, приведенной выше системой пяти параметров. Согласно теории размерностей число безразмерных комбинаций из z размерных величин равно $z - k$, где k — число величин, имеющих независимые размерности, т. е. таких, что их размерности не могут быть представлены как степенной одночлен размерностей других величин. Формулы размерностей для имеющейся системы определяющих параметров следующие:

$$D = [м];\ Q = \left[\frac{м^3}{сек}\right];\ n = \left[\frac{1}{сек}\right];\ \varrho = \left[\frac{кГ\cdot сек^2}{м^4}\right]\ \text{и}\ \mu = \left[\frac{кГ\cdot сек}{м^2}\right].$$

Из формул размерностей следует, что $k = 3$. Число безразмерных комбинаций $z - k = 2$. Такими комбинациями примем $\frac{Q\varrho}{D\mu}$ и $\frac{nD^3}{Q}$. Первая из них по структуре аналогична числу Рейнольдса, вторая — является безразмерным критерием режима насоса и по структуре сходна с числом Струхаля. Безразмерная величина момента $\frac{M}{\varrho n^2 D^5}$ является функцией этих двух безразмерных параметров

$$\frac{M}{\varrho n^2 D^5} = f_м\left(\frac{\varrho Q}{\mu D},\ \frac{nD^3}{Q}\right). \qquad (1.19)$$

Функциональную зависимость для внутренней мощности насоса $N_{вн}$, определяемой моментом взаимодействия колеса с жидкостью, т. е., исключая внешние потери — трение в подшипниках и концевых уплотнениях вала, — получим путем умножения момента на число оборотов

$$N_{вн} = \varrho n^3 D^5 f_м\left(\frac{Q\varrho}{D\mu},\ \frac{nD^3}{Q}\right). \qquad (1.20)$$

Безразмерную величину напора насоса образуем, отнеся напор к скоростному напору $\frac{H}{v^2/2g} \sim \frac{H}{D^2n^2/g}$. Тогда зависимость для напора примет вид

$$H = \frac{D^2n^2}{g} f_м\left(\frac{Q\varrho}{D\mu},\ \frac{nD^3}{Q}\right). \qquad (1.21)$$

Зависимости (1.20) и (1.21) дают искомую связь мощности и напора насоса с безразмерными критериями режима $\frac{Q\varrho}{D\mu}$ и $\frac{nD^3}{Q}$ в условиях геометрического подобия проточной части насосов. Эти зависимости приближенные, так как нами не учтен параметр состояния поверхности проточной части, ее шероховатость. Зависимость мощности и напора насоса от критерия $\frac{Q\varrho}{D\mu}$ в широком диапазоне его изменения технически почти не сказывается. Эта область носит название автомодельной. В этой области

условиями механического подобия явления движения жидкости в насосе явится: 1) геометрическое подобие формы проточной части; 2) равенство

$$\frac{n_1 D_1^3}{Q_1} = \frac{n_2 D_2^3}{Q_2},$$

или

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^3 \frac{n_1}{n_2} = \lambda^3 \frac{n_1}{n_2}, \qquad (1.22)$$

где $\lambda = \frac{D_1}{D_2}$ — масштабный множитель.

При выполнении этих условий

$$\frac{N_{вн\,1}}{N_{вн\,2}} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^5 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3 \frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \lambda^5 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3 \frac{\varrho_1}{\varrho_2} \qquad (1.23)$$

и

$$\frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 = \lambda^2 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2. \qquad (1.24)$$

Зависимости (1. 22), (1. 23) и (1. 24) носят название уравнений подобия для насосов.

Следует отметить, что в понятие подобия граничных условий для течения жидкости, кроме геометрического подобия формы проточной части, входит также подобие поля скоростей при входе потока в насос и выходе из насоса — так называемое кинематическое подобие. Однако в нормальных условиях подвода и отвода жидкости от насоса эти условия практически соблюдаются.

Уравнения подобия (1. 22), (1. 23) и (1. 24) верны с точностью до масштабного эффекта, связанного с изменениями критерия $\frac{Q\varrho}{D\mu}$ (числа Re) и относительной шероховатости поверхности. В целях уточнения уравнений подобия им придают иногда следующий вид:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \lambda^3 \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\eta_{об\,1}}{\eta_{об\,2}}; \qquad (1.25)$$

$$\frac{H_1}{H_2} = \lambda^2 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \frac{\eta_{г\,1}}{\eta_{г\,2}}; \qquad (1.26)$$

$$\frac{N_1}{N_2} = \lambda^5 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3 \frac{\eta_{м\,внеш\,2}}{\eta_{м\,внеш\,1}}. \qquad (1.27)$$

Отношение $\frac{\eta_{об\,1}}{\eta_{об\,2}}$ учитывает изменение объемных потерь в связи с изменением относительной величины зазоров, обычно имеющем место при существенном изменении масштаба; $\frac{\eta_{г\,1}}{\eta_{г\,2}}$ — изменение гидравлического к. п. д. в функции числа Re и масштаба λ; $\frac{\eta_{м\,внеш\,2}}{\eta_{м\,внеш\,1}}$ — изменение относительной величины внешних механических потерь.

Механическое подобие явлений в насосах широко используется в насосостроении для исследования характеристик на моделях в лабораторных условиях, при испытании натурных машин на заводских стендах при неполных значениях чисел оборотов и, следовательно, пониженной мощности, а также при проектировании новых машин по результатам исследований уже выполненных насосов. Использование законов подобия является основой обобщения результатов опыта.

При выводе уравнений подобия нами использованы самые общие методы механики, позволяющие исключить из рассмотрения неизвестный внутренний механизм явления.

8. Удельное число оборотов, коэффициент быстроходности

Одни и те же значения подачи и напора могут быть получены в насосах с различным числом оборотов. Естественно, что конструктивный тип рабочих колес и всей проточной части насоса при этом меняется. Для характеристики конструктивного типа рабочих колес используется число оборотов $n_{уд}$ эталонного насоса (во всем подобного данному) с подачей, равной 1 *м³/сек*, при напоре 1 *м*. Это число оборотов носит название удельного числа оборотов. Значения Q и H для исходного насоса принимаются при этом для режима с оптимальным значением к. п. д.

Удельное число оборотов легко можно определить из уравнений подобия (1. 22) и (1. 24), исключив из них масштабный множитель λ. Имеем

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}}}{\left(\frac{H_2}{H_1}\right)^{\frac{3}{4}}}.$$

Принимая $Q_1 = 1$ *м³/сек* и $H_1 = 1$ *м* и отбрасывая индекс 2, относящийся к параметрам исходного насоса, имеем

$$n_{уд} = n\frac{\sqrt{Q}}{H^{\frac{3}{4}}}. \qquad (1.28)$$

Часто для характеристики конструктивного типа проточной части используют число оборотов n_s эталонного насоса (во всем подобного данному) с полезной мощностью в 75 *кГ·м/сек* при напоре 1 *м*. При этом предполагается, что эталонный насос работает на воде ($\gamma = 1000$ *кГ/м³*) и к. п. д. эталона и натуры одинаковы. Число оборотов n_s носит название коэффициента быстроходности.

Коэффициент быстроходности n_s находится из уравнений подобия (1. 23) и (1. 24)

$$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{\gamma_1}{\gamma_2}}\sqrt{\frac{N_2}{N_1}}\sqrt[4]{\left(\frac{H_1}{H_2}\right)^5}.$$

Принимая $\gamma_1 = 1000$ *кГ/м³*, $N_1 = 75$ *кГ·м/сек*, $H_1 = 1$ *м*, имеем

$$n_s = \frac{n\sqrt{N}}{H\sqrt[4]{H}}\sqrt{\frac{1000}{75\gamma}}. \qquad (1.29)$$

Определяя мощность из уравнения $N = \gamma QH$, получим

$$n_s = \sqrt{\frac{1000}{75}}\frac{n\sqrt{Q}}{H^{\frac{3}{4}}} = \frac{3{,}65n\sqrt{Q}}{H^{\frac{3}{4}}}. \qquad (1.30)$$

Коэффициент быстроходности n_s в виде выражения (1. 30) широко применяется в отечественной и иностранной литературе по насосам и гидравлическим турбинам. Следует обратить внимание на то, что значения удельного числа оборотов (1. 28) и коэффициента быстроходности (1. 29) и (1. 30) зависят от размерностей Q, H и n. Более универсальным параметром является безразмерное значение удельного числа оборотов

$$n'_{уд} = \frac{n\sqrt{Q}}{(gH)^{\frac{3}{4}}}. \qquad (1.31)$$

В этом уравнении n должно измеряться в той же единице времени, что Q и g. В метрической системе мер для Q (*м³/сек*), H (*м*) и $g = 9{,}81$ (*м/сек²*) и относя n к одной секунде, имеем

$$n'_{уд} = \frac{n\sqrt{Q}}{(9{,}81H)^{\frac{3}{4}}} = 0{,}180\frac{n\sqrt{Q}}{H^{\frac{3}{4}}} = 0{,}180 n_{уд}. \qquad (1.32)$$

Величина $n'_{уд}$ не зависит от размерности, поэтому ею предпочтительно пользоваться. Уравнение (1. 32) не меняет своего вида, если $n'_{уд}$ и $n_{уд}$ относить соответственно к одной минуте.

Определение коэффициента быстроходности n_s исходит из условия равенства гидравлического и объемного к. п. д.; таким образом, полностью подобные насосы с разными значениями к. п. д. могут обладать разными значениями n_s. Это является недостатком в определении n_s. Однако в противном случае применение n_s стало бы непригодным для обобщения опытных данных насосов, конструкция и к. п. д. которых неизвестны.

9. Классификация типов колес по коэффициенту быстроходности

Коэффициент быстроходности при данных значениях подачи Q и напора H пропорционален числу оборотов насоса n. Повышение числа оборотов, как правило, ведет к уменьшению размеров и веса насоса, а также двигателя. Таким образом, повышение коэффициента быстроходности

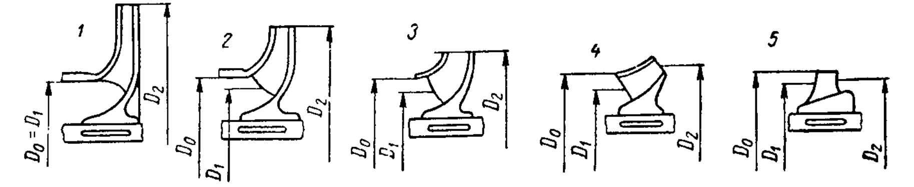


Рис. 19. Типы лопастных колес в зависимости от коэффициента их быстроходности:
1 — $n_s = 40 \div 80$ — центробежные тихоходные $\left(\frac{D_2}{D_0} \approx 2{,}5\right)$; *2* — $n_s = 80 \div 140$ — центробежные нормальные $\left(\frac{D_2}{D_0} \approx 2\right)$; *3* — $n_s = 140 \div 300$ — центробежные быстроходные $\left(\frac{D_2}{D_0} \approx 1{,}8 \div 1{,}4\right)$; *4* — $n_s = 300 \div 600$ — диагональные или винтовые $\left(\frac{D_2}{D_0} \approx 1{,}2 \div 1{,}1\right)$; *5* — $n_s = 600 \div 1800$ — осевые $\left(\frac{D_2}{D_0} \approx 0{,}8 \div 0{,}6\right)$

насоса экономически выгодно. Величина напора насоса в первом приближении пропорциональна квадрату окружной скорости у выходного (наружного) диаметра D_2 лопастного колеса, а именно $u_2^2 = \frac{(\pi D_2 n)^2}{(60)^2}$. При данном напоре лопастного колеса скорость u_2 ориентировочно остается неизменной, и, следовательно, с возрастанием числа оборотов n выходной диаметр лопастного колеса D_2 уменьшается. Диаметр отверстия входа потока в лопастное колесо D_0 определяется главным образом величиной подачи насоса Q и лишь незначительно уменьшается с возрастанием числа оборотов. Отсюда, увеличение коэффициента быстроходности лопастного колеса ведет к уменьшению отношения $\frac{D_2}{D_0}$. На рис. 19 даны типы лопастных колес насосов в зависимости от коэффициента быстроходности n_s с ориентировочными значениями отношения $\frac{D_2}{D_0}$.

При рассмотрении выражения (1. 30) для коэффициента быстроходности n_s следует, что при данном числе оборотов увеличение подачи и

уменьшение напора ведет к увеличению n_s и наоборот. Поэтому типы колес малой быстроходности приспособлены для создания больших напоров при малой подаче, а колеса большой быстроходности — диагональные, осевые — применяются при больших подачах и малых напорах.

10. Условия совместной работы насоса и его внешней сети

Насосная установка состоит из насоса и внешней сети. Подача и напор насоса выбираются в соответствии с потребностью внешней сети. Установившийся режим или равновесие системы насос — сеть определяется

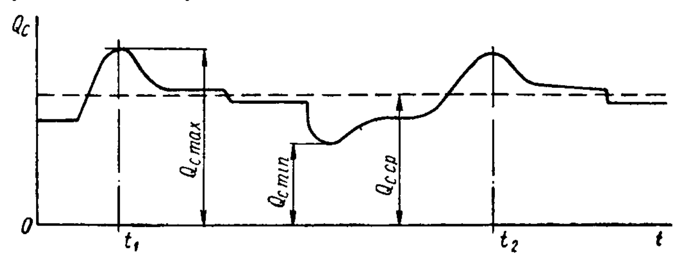


Рис. 20. График расходов потребления

уравнениями материального и энергетического баланса. Уравнение материального баланса приводит к равенству весовой подачи $G_н$ насоса расходу G_c, потребляемому сетью,

$$G_н = G_c. \tag{1.33}$$

В условиях несжимаемой жидкости при постоянстве величины удельного веса среды в насосе и сети имеем

$$Q_н = Q_c. \tag{1.34}$$

Уравнение энергетического баланса системы насос — сеть приводит к равенству энергии $G_c H_c$, потребляемой сетью, энергии $G_н H_н$, поступающей в сеть с потоком жидкости от насоса,

$$G_н H_н = G_c H_c$$

или, учитывая равенство (1. 33), получаем, что установившийся режим имеет место при

$$H_н = H_c. \tag{1.35}$$

Расход, потребляемый сетью. Расход жидкости Q_c в сети обычно изменяется во времени t, что может быть представлено графиком (рис. 20). В графике расходов следует различать максимальное значение расхода $Q_{c\,max}$, минимальное $Q_{c\,min}$ и среднее значение расхода, которое равно за время $t_2—t_1$ величине

$$Q_{cp} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} Q\,dt}{t_2 - t_1}. \tag{1.36}$$

Форма графика расхода определяется свойствами включенных в сеть потребителей, и не может быть дано общих принципов расчета этого графика. Например, в системах коммунального водоснабжения можно рассматривать изменение расхода в пределах одних суток или сезонные изменения. В графиках технического водоснабжения продолжительность одного цикла может занимать всего несколько секунд, что имеет место в ковочных гидравлических прессах. Если величина максимального расхода очень резко отличается от среднего, то для облегчения работы

насоса в систему стремятся ввести выравнивающие устройства — водонапорные башни, аккумуляторы.

Напор, потребляемый сетью H_c. Величина H_c определяется свойствами установок, включенных в сеть, и в значительной степени зависит от устройства самой сети. Определим H_c для простейшей системы (рис. 21), состоящей из двух резервуаров сети и насоса. Полагая свойства объектов, включенных в сеть, заданными, обозначим давления на свободные поверхности *1* и *2* жидкости в резервуарах p_1 и p_2, а отметки этих поверхностей

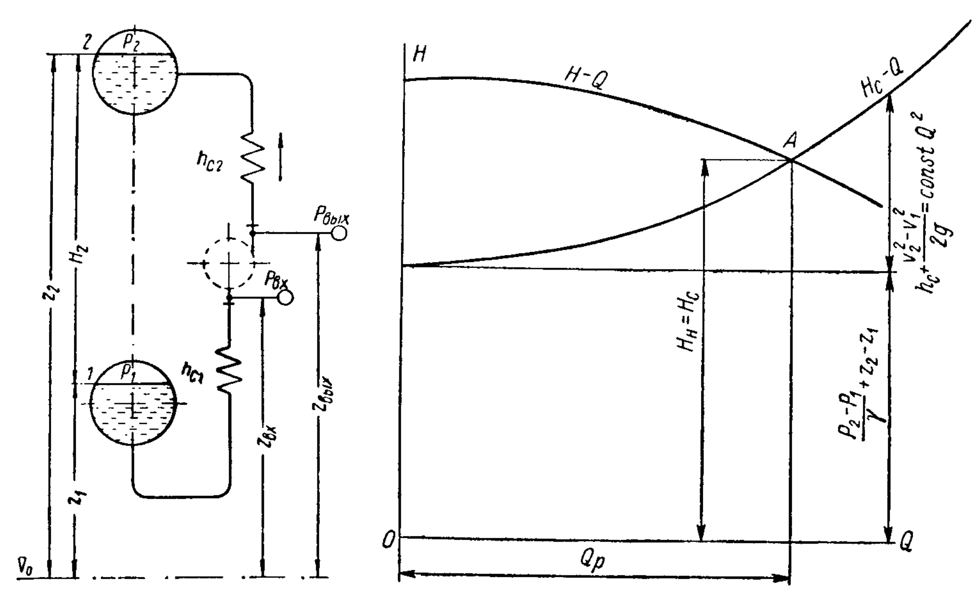


Рис. 21. Схема насосной установки

Рис. 22. Характеристика системы насос—сеть: *A*—рабочая точка

z_1 и z_2. Сопротивление всасывающего трубопровода обозначим h_{c1}, а нагнетательного — h_{c2}. При заданной конфигурации и размерах сети для данного расхода Q_c величины h_{c1} и h_{c2} можно рассчитать. Тогда, обозначив через E_1 и E_2 энергию в конце и в начале сети, получим для энергии в контрольных сечениях у нагнетательного и всасывающего патрубков насоса

$$E_{вых} = E_2 + h_{c2} = \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \frac{v_2^2}{2g} + h_{c2};$$

$$E_{вх} = E_1 - h_{c1} = \frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{v_1^2}{2g} - h_{c1},$$

где v_1 и v_2 — скорости на поверхностях *1* и *2*.

Отсюда, напор, потребляемый сетью,

$$H_c = E_{вых} - E_{вх} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + z_2 - z_1 + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + h_{c1} + h_{c2}. \quad (1.37)$$

Обозначая $z_2 - z_1 = H_z$ — геометрический напор насоса; $h_{c1} + h_{c2} = h_c$ — сопротивление всей системы, получим

$$H_c = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H_z + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + h_c. \quad (1.38)$$

Потребный в системе полный напор H_c слагается из следующих составляющих:

$\frac{p_2 - p_1}{\gamma}$ — разности давлений в конце и в начале системы, выраженной в метрах столба жидкости;

H_z — геометрического напора;

$\frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}$ — разности скоростных напоров в конце и в начале системы;

$h_c = h_{c1} + h_{c2}$ — гидравлического сопротивления системы, исключая насос.

Заметим, что гидравлическое сопротивление системы пропорционально квадрату скоростей и, следовательно, квадрату расходов

$$h_c = \text{const } Q^2 \qquad (1.39)$$

так же, как и разность скоростных напоров.

Следовательно,

$$H_c = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H_z + \text{const } Q^2. \qquad (1.40)$$

Графическая зависимость H_c от Q выражается параболой с вершиной в точке $\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H_z$ на оси напоров (рис. 22). Нанося на том же графике характернстику насоса H — Q, получим в точке пересечения A режим, удовлетворяющий условиям материального и энергетического балансов системы [формулы (1. 34), (1. 35)], т. е. установившийся режим работы насоса в данной системе. Очевидно, что изменение свойств системы ведет к перемещению рабочей точки A по характеристнке насоса.

ГЛАВА 2

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ

11. Задачи теории

Постановка вопроса. Предметом теории лопастных насосов является движение жидкости и ее взаимодействие с элементами насосов. Знание законов, определяющих эти явления, позволяет создавать методы гидравлических и прочностных расчетов насосов и на этой основе обеспечивать развитие данной отрасли техники. Изучение движения жидкости в насосах, естественно, должно происходить на основе общих положений механики жидкости и учитывать опыт исследований в смежных отраслях знаний: гидротурбостроении, авиации, компрессоростроении и др.

При изучении всякого физического явления необходимо прежде всего выделить главное, от чего зависит характер явления, и отбросить второстепенные обстоятельства, которые не играют существенной роли. Такое предварительное упрощение задачи совершенно необходимо; без него исследование даже простейших реальных явлений привело бы к чрезвычайно сложным, неразрешимым задачам. Поэтому при изучении одного и того же реального объекта, в зависимости от характера поставленной задачи, необходимо отдавать предпочтение тем или иным его физическим свойствам. Например, рассматривая движение газа, во многих случаях можно пренебрегать его свойством сжимаемости. Между тем при рассмотрении других явлений, например гидравлического удара, необходимо учитывать сжимаемость даже капельных жидкостей. Таким образом, всякая теория соответствует лишь некоторой упрощенной схеме реального объекта. Правильность теории проверяется сопоставлением с данными опыта выводов, которые логически из нее вытекают. Поэтому теория не может развиваться без опытной проверки, в то же время обобщение данных опыта невозможно без теории.

При пользовании теорией всегда следует точно отдавать себе отчет в том, какой группе явлений она удовлетворяет. В расчетной практике проектирования лопастных машин существуют различные методы для расчета одинаковых по своему назначению, но конструктивно различно выполненных элементов машин. Так обстоит дело, например при расчете центробежных и осевых лопастных колес. Это объясняется тем, что в обоих случаях пользуются приближенными методами расчета, каждый из которых справедлив лишь для некоторой группы лопастных систем определенной геометрической формы. Для успешного пользования теорией и различными методами расчета требуется знание ограничений,

лежащих в их основе. Чем меньше ограничений лежит в основе теории, тем более общий характер она имеет.

Задачи теории лопастных насосов. К основам теории лопастных насосов будем относить закономерности, непосредственно вытекающие из основных положений механики жидкости. Например, определение с помощью уравнения моментов количества движения, работы, передаваемой рабочим колесом жидкости, что представляет собой предмет основного уравнения лопастных машин; исследование потока идеальной жидкости в проточной части насоса на основе обобщенного уравнения Бернулли в абсолютном и относительном движении и др. Специальные вопросы теории лопастных машин, относящиеся к расчету рабочих элементов насосов, нами будут рассматриваться совместно с методами расчета как их теоретическая основа.

Многие вопросы движения жидкости, представляющие значительный интерес с точки зрения развития техники насосостроения, еще не получили достаточной теоретической разработки: движение жидкости с неравномерным распределением энергии по сечению потока; вихревые формы движения жидкости, ведущие к выравниванию поля скоростей при повороте потока в рабочих колесах насосов и турбин; явления, определяющие гидравлические потери при движении жидкости в проточной части гидромашин, и др.

12. Понятие об абсолютном и относительном движении жидкости в насосе

Гидродинамические свойства насоса определяются направлениями и величинами скоростей в потоке жидкости. Материальными границами потока жидкости в насосе являются стенки проточной части. В зависимости от формы, приданной стенкам проточной части корпуса и лопастного колеса, а также числа оборотов колеса достигается определенная характеристика $H - Q$ насоса и величина к. п. д.

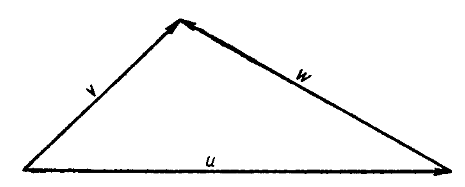


Рис. 23. План скоростей

Таким образом, проектирование насоса для заданных значений подачи, напора и числа оборотов сводится к расчету формы и размеров каналов проточной части корпуса и лопастного колеса. Стенки каналов корпуса неподвижны, и скорости потока относительно этих стенок являются скоростями абсолютного движения. Лопастное колесо вращается, и стенки его движутся. Это обстоятельство, как будет показано далее, делает целесообразным исследование потока в лопастном колесе в относительном движении при использовании известного из механики метода построения планов скоростей.

План скоростей. Для характеристики кинематики потока в некоторой области достаточно установить величину и направление скорости в каждой точке этой области в зависимости от времени, т. е. задать поле скоростей. Абсолютная скорость $\vec{v}$ в области лопастного колеса может быть получена как геометрическая сумма относительной $\vec{w}$ и переносной $\vec{u}$ (рис. 23). В векторной форме

$$\vec{v} = \vec{w} + \vec{u}. \tag{2. 1}$$

Переносным движением является вращение лопастного колеса с угловой скоростью ω относительно неподвижной оси. Если расстояние рассмат-

риваемой частицы от оси насоса равно r, то величина переносной скорости равна окружной

$$u = \omega r.$$

Из плана скоростей по значению одной из них — относительной или абсолютной — может быть получена другая, так как для выбранной частицы значение окружной скорости всегда легко определяется.

Компоненты скоростей в цилиндрической системе координат. Для упрощения связи компонентов абсолютных и относительных скоростей в координатной форме следует подобрать систему отсчета так, чтобы переносная скорость совпала с одним из координатных направлений. Такой координатной системой является цилиндрическая с осью, направленной по оси вращения лопастного колеса (рис. 24). Положение точки M в цилиндрической системе координат определяется радиусом r, углом ϑ и координатой z. Вектор абсолютной скорости $\vec{v}$ в точке M может рассматриваться как геометрическая сумма трех взаимно ортогональных компонентов

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_u + \vec{v}_z.$$

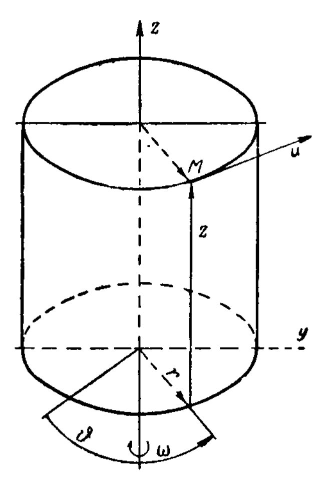


Рис. 24. Цилиндрическая система координат

Рис. 25. План скоростей

При вращении системы отсчета, связанной с лопастным колесом, относительно оси z с угловой скоростью ω переносная скорость u будет направлена по координатному направлению ϑ. Поэтому выражение компонентов абсолютной скорости v через относительную w и переносную u принимает следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} v_r &= w_r; \\ v_u &= w_u + u; \\ v_z &= w_z. \end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

Суммируя компоненты скоростей, лежащие в меридианной плоскости, проходящей через точку M, получим так называемые меридианные составляющие скорости

$$v_m = v_r + v_z;$$

$$w_m = w_r + w_z.$$

Очевидно, что меридианные составляющие абсолютной и относительной скоростей равны, т. е.

$$v_m = w_m. \tag{2.3}$$

Переносная скорость u нормальна меридианной плоскости, следовательно, она нормальна и меридианной составляющей скорости. Это позволяет легко определить ее в плане скоростей (рис. 25).

Расчетный режим. Проточная часть лопастной машины состоит из трех основных элементов: подвода потока к лопастному колесу, лопастного

колеса и отвода потока от него. Такое деление естественно вытекает из устройства машины. Однако поток в лопастной машине представляет собой одно неразрывное целое; его структура определяется не только формой и размерами каждого элемента в отдельности, но и сочетанием их, а также скоростью вращения лопастного колеса относительно элементов корпуса. Наибольшее практическое значение представляет такое сочетание элементов проточной части машины и режима ее работы, при котором создаются условия для установившегося движения потока: абсолютного — в проточной части корпуса и относительного — в лопастном колесе. При этом в лопастной машине может быть достигнут наибольший к. п. д. Установившееся движение представляет также наибольший теоретический интерес, так как оно более доступно математическому анализу. При установившемся движении возможно расчленение единого потока лопастной машины на участки, соответствующие конструктивным элементам проточной части. В этих условиях можно отдельно ставить задачи о движении потока в лопастном колесе, в подводящем канале, в спиральном отводе и т. п. Преимущества, которые обеспечиваются такой постановкой задачи, очевидны.

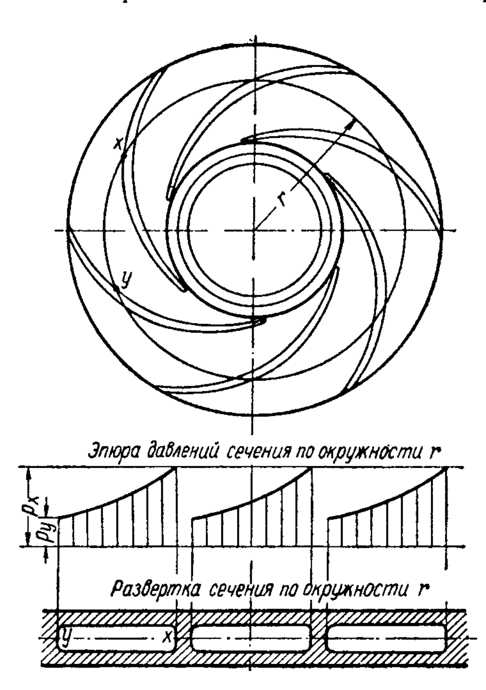


Рис. 26. Распределение давлений в цилиндрическом сечении области колеса

Условия, обеспечивающие установившееся движение. Рассмотрим поток в лопастном колесе центробежного насоса (рис. 26).

Как уже указывалось, совершаемая лопастным колесом полезная работа является результатом силового взаимодействия лопастей с потоком, имеющего место вследствие наличия разностей давлений с напорной и всасывающей сторон лопасти.

Давление в точках соосной с колесом окружности радиуса r уменьшается в пределах канала между лопастями от точки x на напорной поверхности к точке y на всасывающей. График изменения давления по длине всей окружности имеет вид функции с разрывами непрерывности в местах расположения лопастей.

При вращении колеса одну и ту же точку в неподвижном пространстве, связанном с корпусом насоса, проходят различные точки окружности колеса. Давление в этой неподвижной точке будет циклически изменяться в зависимости от положения лопастного колеса. Поэтому абсолютное движение потока в лопастном колесе — неустановившееся. Однако, если систему отсчета связать с лопастным колесом и рассматривать относительное движение, то при соблюдении некоторых условий оно может быть установившимся, так как на некотором расстоянии до и после лопастного колеса циклические возмущения давления и скорости, вызванные отдельными лопастями, выравниваются, и движение может стать симметричным относительно оси вращения, если элементы проточной части корпуса

не препятствуют возникновению такого движения. Для этого они должны обладать соответствующими размерами и формой.

Одновременно создаются условия, обеспечивающие установившееся абсолютное движение потока в подводящем и отводящем каналах корпуса. Однако форма элементов проточной части насоса, которая обеспечивает установившееся относительное движение при расчетном режиме, уже не отвечает этим требованиям для других подач при том же числе оборотов колеса. Следовательно, в общем случае поток в насосе является неустановившимся.

Исследование режимов с неустановившимися формами движения потока жидкости осуществляется главным образом путем обобщения данных опыта на основе закона механического подобия.

13. Основное уравнение лопастных машин

Постановка задачи. Предметом основного уравнения лопастных машин является определение приращения удельной энергии жидкости в области рабочего колеса по величине возмущения, вызываемого в поле скоростей колесом. Основное уравнение широко используется в расчетах энергетических машин и является фундаментальной зависимостью, характеризующей рабочий процесс машины.

По принципу сохранения энергии мощность, развиваемая лопастным колесом, расходуется на приращении энергии протекающей жидкости. Мощность лопастного колеса $N_к$ может быть получена по величине момента $M_к$ взаимодействия колеса с рабочим потоком и угловой скорости

$$N_к = M_к \omega \ кГ \cdot м/сек. \qquad (2.4)$$

Обозначая весовую подачу лопастного колеса через G', получим работу колеса на один килограмм жидкости

$$L = \frac{N_к}{G'} = \frac{M_к \omega}{G'} \ кГ \cdot м/кГ. \qquad (2.5)$$

Удельная работа L колеса равна полному приращению энергии одного килограмма жидкости

$$L = H_m. \qquad (2.6)$$

Величину H_m называют теоретическим напором лопастного колеса.

Следует отметить, что при малых, по сравнению с режимом оптимального к. п. д., нагрузках возникает гидравлическое торможение колеса, мощность которого исключают из величины теоретического напора.

Определение результирующего момента сил взаимодействия лопастного колеса с потоком жидкости представляет собой задачу гидродинамики. Казалось бы, такую задачу можно ставить лишь после анализа явлений внутри области колеса. Однако на самом деле ее разрешение может быть получено с помощью закона моментов количества движения, причем состояния потока внутри колеса исключаются из рассмотрения и остаются лишь состояния на границах рассматриваемой области, т. е. до и после колеса. Это обстоятельство позволяет решить поставленную задачу в более общем виде, с меньшим числом ограничений, чем это имеет место при исследовании потока внутри области колеса, которое сопряжено с необходимостью значительно большей схематизации действительного явления.

Основное уравнение лопастных машин, как будет следовать из дальнейшего вывода, справедливо для реальной (вязкой) сжимаемой и несжимаемой жидкости.

Единственным принципиальным ограничением области применения основного уравнения является условие наличия установившегося относительного движения жидкости в колесе.

Рассматриваемая задача кроме основной ее цели представляет также большой методологический интерес, являясь примером применения закона количества движения к задачам теории лопастных машин вообще.

Закон моментов количества движения. Закон количества движения и моментов количества движения установлен для всякой системы материальных точек, между которыми действуют внутренние силы взаимодействия, попарно равные и взаимно противоположные, так что главный вектор и главный момент внутренних сил равны нулю в каждый момент движения. В частности, оба закона приложимы к реальной жидкости — сжимаемой и несжимаемой.

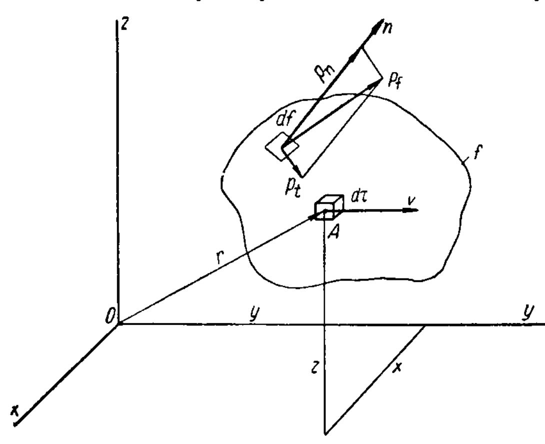


Рис. 27. Область, ограниченная поверхностью f

Выделим в потоке систему жидких частиц, ограниченную замкнутой поверхностью f (рис. 27). В соответствии с законом моментов количества движения для системы материальных частиц, заключенных в объеме τ, ограниченном поверхностью f, векторная производная по времени от главного момента количества движения системы $\vec{K}$ равна взятому относительно того же центра главному моменту $\vec{M}$ всех приложенных к системе внешних сил

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \vec{M}. \qquad (2.7)$$

Определим производную по времени от главного момента $\vec{K}$ количества движения. Из общей теоремы о том, что индивидуальная производная по времени от интеграла по движущемуся жидкому объему τ физической величины Φ равна сумме локальной производной от того же интеграла и интеграла переноса той же величины сквозь поверхность f, ограничивающую этот объем в данный момент времени [58]

$$\frac{d}{dt}\int_{\tau}\Phi\,d\tau = \frac{\partial}{\partial t}\int_{\tau}\Phi\,d\tau + \int_{f}\Phi v_n\,df, \qquad (2.8)$$

имеем

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \frac{d}{dt}\int_{\tau}\varrho\left(\vec{r}\times\vec{v}\right)d\tau = \frac{\partial}{\partial t}\int_{\tau}\varrho\left(\vec{r}\times\vec{v}\right)d\tau + \int_{f}\varrho\left(\vec{r}\times\vec{v}\right)v_n\,df. \qquad (2.9)$$

Здесь $\vec{r}$ — радиус-вектор, определяющий положение материальной частицы относительно принятого полюса 0;

$\vec{v}$ — вектор скорости частицы;

v_n — значение проекции скорости $\vec{v}$ на нормаль n к элементу поверхности df;

ϱ — плотность среды.

Рассмотрим величину $\vec{M}$ главного момента внешних сил. На частицу жидкости действуют силы массовые и поверхностные. К массовым относятся силы, действующие на частицу независимо от того, существуют ли рядом с частицей другие элементы жидкости. Если обозначить через $\vec{F}$ вектор массовой силы, отнесенный к единице массы, то к элементарному объему жидкости $d\tau$, плотность которого ϱ, будет приложена массовая сила $\vec{F}\varrho\, d\tau$; момент массовой силы, приложенной к частице жидкости, положение которой определяется радиусом-вектором $\vec{r}$, будет $(\vec{F} \times \vec{r})\varrho\, d\tau$. Главный момент массовых сил, приложенных ко всему выделенному объему τ, определяется векторным интегралом

$$\int_{\tau} \left(\vec{r} \times \vec{F}\right) \varrho\, d\tau.$$

Примером массовых сил являются сила веса и силы инерции.

К другому классу сил, действующих на рассматриваемый объект τ, относятся силы поверхностные. По принципу равенства действия противодействию происходит уравновешивание внутренних сил взаимодействия между всеми частицами объема τ. Неуравновешенными остаются только силы взаимодействия, исходящие от частиц, лежащих вне поверхности f, т. е. силы, приложенные к поверхностным частицам объема τ; такие силы называются поверхностными. Если через $\vec{p}_f$ обозначить вектор поверхностной силы, отнесенный к единице площади, то к элементарной площадке df поверхности f будет приложена исходящая от внешних частиц сила $\vec{p}_f df$. Направление вектора $\vec{p}_f$ в общем случае составляет некоторый угол с внешней нормалью $\vec{n}$, идущей из выделенного объема наружу (рис. 27). Проекция вектора $\vec{p}_f$ на внешнюю нормаль называется нормальным растяжением $\vec{p}_n$ или нормальным давлением $\vec{p}_{-n}$, смотря по тому, составляет ли $\vec{p}_f$ острый или тупой угол с внешней нормалью $\vec{n}$; проекция же вектора $\vec{p}_f$ на площадку df носит название касательного напряжения $\vec{p}_t$, отнесенного к единице поверхности. Главный момент поверхностных сил, приложенных к выделенному объему τ, выразится векторным интегралом

$$\int_{f} \left(\vec{r} \times \vec{p}_f\right) df,$$

распространенным по всей замкнутой поверхности f.

Главный момент $\vec{M}$ внешних сил, приложенных к выделенному объему жидкости τ, равен сумме главных моментов массовых и поверхностных сил

$$\vec{M} = \int_{\tau} \left(\vec{r} \times \vec{F}\right) \varrho\, d\tau + \int_{f} \left(\vec{r} \times \vec{p}_f\right) df. \tag{2. 10}$$

Теорема моментов количества движения для объема τ, выделенного неподвижной поверхностью f в сплошной движущейся жидкой среде, на основании уравнений (2. 7), (2. 9) и (2. 10) выражается равенством

$$\int_{\tau} \left(\vec{r} \times \vec{F}\right) \varrho\, d\tau + \int_{f} \left(\vec{r} \times \vec{p}_f\right) df =$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} \varrho \left(\vec{r} \times \vec{v}\right) d\tau + \int_{f} \varrho \left(\vec{r} \times \vec{v}\right) \vec{v}_n\, df. \tag{2. 11}$$

Векторная сумма главного момента массовых сил $\int\limits_{\tau}(\vec{r}\times\vec{F})\,\varrho\,d\tau$ и главного момента внешних поверхностных сил $\int\limits_{f}(\vec{r}\times\vec{p}_f)\,df$, приложенных к выделенному жидкому объему τ, равна векторной сумме локальной производной по времени от главного вектора количества движения по объему $\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{\tau}\varrho(\vec{r}\times\vec{v})\,d\tau$ и главного вектора переноса через поверхность f момента количества движения $\int\limits_{f}\varrho(\vec{r}\times\vec{v})\,v_n\,df$.

При выводе уравнения моментов количества движения (2. 11) применительно к сплошной жидкой среде не делалось никаких ограничивающих предположений относительно физических свойств среды или формы движения.

Проектируя векторное уравнение моментов количества движения (2. 7) на направление координатных осей, получим

$$\frac{dK_x}{dt}=M_x;\quad \frac{dK_y}{dt}=M_y;\quad \frac{dK_z}{dt}=M_z,$$

т. е. производная по времени от главного момента количества движения системы относительно некоторой оси равна моменту внешних сил относительно той же оси.

В цилиндрической системе координат момент относительно оси z какого-либо вектора $\vec{a}$ с компонентами a_x, a_u, a_z, приложенного к точке $A\,(r,\ \vartheta,\ z)$, равен

$$M_z = ra_u. \qquad (2.\ 12)$$

Отсюда выражение для закона моментов количества движения относительно оси для объема τ, ограниченного в сплошной среде поверхностью f, принимает вид

$$\frac{dK_z}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{\tau} rv_u\varrho\,d\tau+\int\limits_{f} rv_u\varrho v_n\,df=$$

$$=\int\limits_{\tau} rF_u\varrho\,d\tau+\int\limits_{f} rp_{fu}\,df=M_z. \qquad (2.\ 13)$$

Уравнение моментов количества движения существенно упрощается для установившегося движения среды, когда $\frac{\partial}{\partial t}(rv_u\,\varrho)=0$ для всех точек области движения. В этом случае момент внешних сил, действующих на выделенный объем сплошной среды, определяется интегралом по поверхности, и необходимость в определении скоростей внутри рассматриваемого объема отпадает.

Момент взаимодействия лопастного колеса с потоком среды. Для определения момента взаимодействия колеса с потоком среды воспользуемся уравнением моментов количеств движения, что позволит найти искомый момент с возможно большей строгостью вывода для вязкой сжимаемой сплошной среды.

В качестве исходной предпосылки примем только наличие установившегося относительного движения среды в области колеса. При неустановившемся движении, как будет показано ниже, момент взаимодействия колеса с потоком будет циклически изменяться во времени, и может идти речь только об определении его среднего значения.

При рассмотрении всей задачи в относительном движении локальная производная по времени от интеграла моментов количеств движения по области колеса $\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{\tau} r v_u \varrho\, d\tau$ обращается в нуль, так как относительное движение стационарно и интеграл не зависит от времени. Решение задачи усложняется тем, что в относительном движении массовая сила

$$F = F_g + F_c + F_к,$$

где F_g — сила тяжести;
F_c — центробежная сила;
$F_к$ — кориолисова сила.

Как известно, $F_к$ равна удвоенному векторному произведению угловой скорости переносного движения $\vec{\omega}$ на относительную скорость $\vec{w}$. Таким

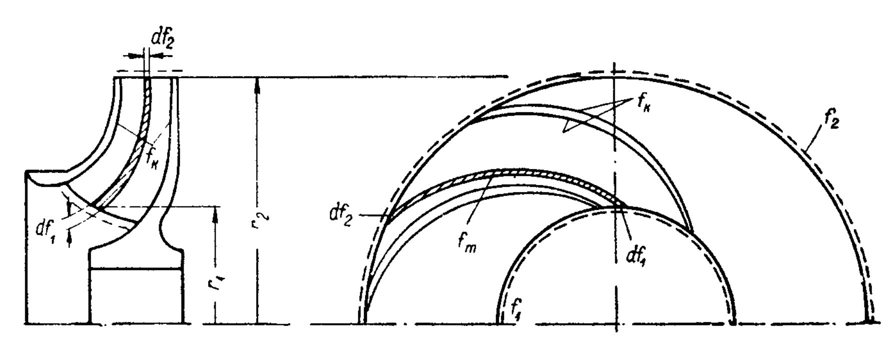


Рис. 28. Схема к выводу основного уравнения работы лопастных машин

образом, для определения величины $\int\limits_{\tau} F_z r \varrho\, d\tau$ необходимо рассмотрение неизвестного нам поля относительных скоростей во всей области рабочего колеса. При рассмотрении явления движения в абсолютной системе отсчета поле массовых сил сводится к равномерному полю сил тяжести, интеграл $\int\limits_{\tau} F_z r \varrho\, d\tau$ в силу симметрии области колеса по отношению к оси вращения z обращается в нуль. Однако абсолютное движение в области колеса нестационарно и становится необходимым определение величины $\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{\tau} r v_u \varrho\, d\tau$.

Нестационарность абсолютного движения среды в области колеса подчинена определенной закономерности, так как относительное движение установившееся. Это позволяет найти значение локальной производной по времени от суммарного момента количества движения по области колеса. Это же свойство потока позволяет найти значение главного вектора момента кориолисовых сил по области колеса. Поставленная задача может быть решена в общем виде при любой системе отсчета. Вопрос лишь в том, в какой системе отсчета ход решения задачи проще и нагляднее. Остановимся на рассмотрении явления движения среды в области колеса в абсолютных координатах.

Выделим в области лопастного колеса объем τ, ограниченный замкнутой поверхностью f (рис. 28), образованной внутренней поверхностью лопастного колеса $f_к$, включая поверхность рабочих лопастей, контрольными сечениями потока при входе в колесо f_1 и при выходе из него f_2. Сечения f_1 и f_2 выберем в форме поверхностей вращения, которые

обладают тем преимуществом, что нормальные к ним составляющие поверхностных сил гидродинамического давления проходят через ось вращения и не дают момента.

Уравнение (2. 13) моментов количества движения для абсолютного движения среды в области колеса принимает вид

$$\frac{dK_z}{dt} = \int_f r p_{fu}\, df = \frac{\partial}{\partial t}\int_\tau r v_u \varrho\, d\tau + \int_f r v_u \varrho v_n\, df, \qquad (2.\ 14)$$

так как

$$\int_\tau r F_{gu} \varrho\, d\tau = 0$$

в связи с симметрией области колеса относительно оси вращения z. Главный момент внешних поверхностных сил M_f, действующих на поверхности колеса f_κ и контрольных сечениях потока f_1 и f_2, равен

$$M_f = \int_f r p_{fu}\, df = \int_{f_\kappa} r p_{fu}\, df + \int_{f_1} r p_{fu}\, df + \int_{f_2} r p_{fu}\, df. \qquad (2.\ 15)$$

Интеграл по поверхности колеса f_κ равен моменту взаимодействия лопастного колеса с потоком

$$\int_{f_\kappa} r p_{fu}\, df = M_\kappa. \qquad (2.\ 16)$$

На контрольных поверхностях вращения f_1 и f_2 (рис. 28) нормальная составляющая поверхностной силы p_n проходит через ось и не дает момента. Вектор p_{fu} касателен к поверхности вращения и может быть обозначен p_{tu}, где p_t — вектор касательной силы внутрижидкостного трения.

Обозначая через M_{t1} и M_{t2} моменты сил трения по поверхностям f_1 и f_2, получим

$$\left.\begin{aligned} \int_{f_1} r p_{fu}\, df &= \int_{f_1} r p_{tu}\, df = -M_{t1};\\ \int_{f_2} r p_{fu}\, df &= \int_{f_2} r p_{tu}\, df = -M_{t2}, \end{aligned}\right\} \qquad (2.\ 17)$$

откуда

$$M_f = M_\kappa - M_{t1} - M_{t2}. \qquad (2.\ 18)$$

Знак минус отражает то, что моменты трения обратны по направлению моменту M_κ, с которым колесо действует на поток.

Перейдем к рассмотрению составляющих правой стороны уравнения (2. 14).

Найдем вначале значения $\int_f r v_u \varrho v_n\, df$ переноса моментов количества движения через поверхность $f = f_\kappa + f_1 + f_2$

$$\int_f r v_u \varrho v_n\, df = \int_{f_\kappa} r v_u \varrho v_n\, df - \int_{f_1} r v_u \varrho v_n\, df + \int_{f_2} r v_u \varrho v_n\, df. \qquad (2.\ 19)$$

Знак минус в значении интеграла по f_1 принят в связи с тем, что скорость $\vec{v}_n$ обратна по направлению внешней нормали.

Введем понятие о среднем значении момента скорости при входе в колесо по сечению f_1 и выходе из него по сечению f_2. Тогда

$$(\overline{v_u r})_1 = \frac{\int_{f_1} r v_u \varrho v_n\, df}{\int_{f_1} \varrho v_n\, df} = \frac{\int_{f_1} r v_u\, dG}{G} \qquad (2.\ 20)$$

и

$$(\overline{v_u r})_2 = \frac{\int\limits_{f_2} r v_u \varrho v_n \, df}{\int\limits_{f_2} \varrho v_n \, df} = \frac{\int\limits_{f_2} r v_u \, dG}{G}, \tag{2.21}$$

так как величина $\varrho v_n df = \frac{dG}{g}$ представляет собой расход массы среды через элементарную площадку df_1, а величина $\int\limits_{f_1} \varrho v_n df = \int\limits_{f_2} \varrho v_n df = \frac{G}{g}$ представляет собой полный расход среды через лопастное колесо, одинаковый для стационарного процесса при входе и выходе из колеса.

Уравнение (2. 19) с учетом выражений (2. 20) и (2. 21) принимает вид

$$\int\limits_{f} r v_u \varrho v_n \, df = \frac{G}{g} [\, (\overline{v_u r})_2 - (\overline{v_u r})_1 \,] + \int\limits_{f_\kappa} r v_u \varrho v_n \, df. \tag{2.22}$$

В полученном выражении (2. 22) первое слагаемое представляет собой изменение момента количества движения среды в области колеса, а второе слагаемое, как будет показано ниже, в условиях стационарности относительного движения равно с обратным знаком локальной производной от суммарного момента количества движения среды в области колеса.

Определим теперь величину $\frac{\partial}{\partial t} \int\limits_{\tau} r v_u \varrho \, d\tau$ локальной производной моментов количества движения в области колеса. Воспользуемся переместительностью операций $\frac{\partial}{\partial t}$ и суммированием по объему. Имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \int\limits_{\tau} r v_u \varrho \, d\tau = \int\limits_{\tau} \frac{\partial (r v_u \varrho)}{\partial t} d\tau. \tag{2.23}$$

Представим элементарный объем $d\tau$ в форме (рис. 28)

$$d\tau = df_m \cdot r d\vartheta, \tag{2.24}$$

где df_m — элемент меридианного сечения области колеса;
ϑ — центральный угол, определяющий положение элемента $d\tau$;
r — радиус расположения элемента $d\tau$.

Скорость v_u определим как сумму относительной и переносной скоростей

$$v_u = w_u + u. \tag{2.25}$$

Тогда

$$\frac{\partial (r v_u \varrho)}{\partial t} = \frac{\partial (r w_u \varrho)}{\partial t} = r \frac{\partial (w_u \varrho)}{\partial t}, \tag{2.26}$$

так как скорость u и радиус r от t не зависят.

В условиях стационарности относительного движения произведение $w_u \varrho$ является периодической функцией угла ϑ. В некоторой неподвижной в пространстве точке m функция $w_u \varrho$ при вращении колеса с постоянной угловой скоростью ω также претерпевает циклические изменения. Очевидно, что изменения $w_u \varrho$ в точке m во времени могут быть представлены в функции угла. В точку m через некоторый промежуток времени dt приходит новая точка колеса m', расположенная в начальный момент времени под углом минус $\Delta\vartheta$ от точки m. Изменение функции $w_u \varrho$ за это время составит

$$d(w_u \varrho) = \frac{\partial (w_u \varrho)}{\partial t} dt + \frac{\partial (w_u \varrho)}{\partial \upsilon} (-d\upsilon)$$

или

$$\frac{d(w_u\varrho)}{dt} = -\frac{\partial(w_u\varrho)}{\partial\vartheta}\cdot\frac{d\vartheta}{dt} = -\omega\,\frac{\partial(w_u\varrho)}{\partial\vartheta}. \tag{2.27}$$

Учитывая, что u не зависит от ϑ, представим уравнение (2. 27) в виде

$$\frac{\partial(w_u\varrho)}{\partial t} = -\omega\,\frac{\partial(v_u\varrho)}{\partial\vartheta}.$$

Используя выражения (2. 24), (2. 26) и (2. 27), представим равенство (2. 23) в виде двойного интеграла

$$\int\limits_{\tau}\frac{\partial(rv_u\varrho)}{\partial t}\,d\tau = -\int\limits_{f_m} r^2\omega\,df_m\int\limits_0^{2\pi}\frac{\partial(v_u\varrho)}{\partial\vartheta}\,d\vartheta =$$

$$= -\int\limits_{f_m} ur\,df_m\int\limits_0^{2\pi} d(v_u\varrho). \tag{2.28}$$

Учитывая наличие разрывов в значении функции $w_u\varrho$ от угла ϑ и пренебрегая толщиной лопастей, заменим

$$\int\limits_0^{2\pi} d(v_u\varrho) = Z\int\limits_{\vartheta_a}^{\vartheta_b} d(v_u\varrho) = Z[(v_u\varrho)_b - (v_u\varrho)_a], \tag{2.29}$$

где Z — число лопастей в рабочем колесе.

Тогда

$$\int\limits_{f_m} ur\,df_m\int\limits_0^{2\pi} d(v_u\varrho) = Z\int\limits_{f_m} ur[(v_u\varrho)_b - (v_u\varrho)_a]\,df_m. \tag{2.30}$$

Учтем, что

$$u\,df_m = \pm\,u\,df\cos(n_f,\hat{}\,u) = \pm\,u_n\,df;$$

так как на поверхности a угол $(n_f,\hat{}\,u)$ тупой и $\cos(n_f,\hat{}\,u)$ отрицателен; следовательно,

$$\int\limits_{f_m} ru\,[(v_u\varrho)_b - (v_u\varrho)_a]\,df_m = \int\limits_{f_b} r\,(v_u\varrho)_b u_n\,df + \int\limits_{f_a} r\,(v_u\varrho)_a u_n\,df. \tag{2.31}$$

Проектируя векторное равенство

$$\vec{v} = \vec{w} + \vec{u}$$

на направление n и учитывая, что $w_n = 0$, получим

$$u_n = v_n. \tag{2.32}$$

На поверхности дисков колеса $u_n = 0$. Поэтому можно написать

$$Z\int\limits_{f_m} ru\,[(v_u\varrho)_b - (v_u\varrho)_a]\,df_m = \int\limits_{f_k} r\,v_u\varrho\,v_n\,df. \tag{2.33}$$

Уравнение (2.28), учитывая (2. 30) и (2. 33), принимает вид

$$\int\limits_{\tau}\frac{\partial(rv_u\varrho)}{\partial t}\,d\tau = -\int\limits_{f_k} rv_u\varrho v_n\,df. \tag{2.34}$$

Полная производная по времени суммарного момента количества движения [правая сторона уравнения (2. 14)], учитывая уравнения (2. 22) и (2. 34), принимает значение

$$\frac{dK_z}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{\tau} r v_u \varrho \, d\tau + \int\limits_{f} r v_u \varrho v_n df = \frac{G}{g}[\,\overline{(v_u r)_2} - \overline{(v_u r)_1}\,]. \quad (2.35)$$

Уравнение (2. 14) моментов количества движения для лопастной машины, учитывая выражения (2. 18) и (2. 35), принимает вид

$$M_к - M_{t1} - M_{t2} = \frac{G}{g}(\overline{v_{u2} r_2} - \overline{v_{u1} r_1}). \quad (2.36)$$

В условиях расчетного режима при установившемся движении моменты сил трения M_{t1} и M_{t2} по контрольным сечениям потока при входе и при выходе пренебрежимо малы по сравнению с $M_к$. Тогда

$$M_к = \frac{G}{g}(\overline{v_{u2} r_2} - \overline{v_{u1} r_1}). \quad (2.37)$$

Полученное уравнение (2. 37) выражает результат применения закона моментов количества движе́ния к задаче определения момента взаимодействия лопастного колеса с потоком протекающей среды.

Лишь при одном ограничении, а именно — наличии установившегося относительного движения в области лопастного колеса, момент $M_к$ взаимодействия колеса с потоком равен среднему изменению момента количества движения потока в области колеса $\frac{G}{g}(\overline{v_{u2} r_2} - \overline{v_{u1} r_1})$. Это положение справедливо для вязкой (реальной) сжимаемой и несжимаемой жидкостей, т. е. в равной мере для жидкостей и газов.

Уравнение (2. 37) может быть также использовано как контрольная зависимость при экспериментальных исследованиях потока в области лопастного колеса.

Основное уравнение лопастных машин. Определим удельную работу лопастного колеса

$$L = \frac{M_к \omega}{G} = \frac{\overline{v_{u2} u_2} - \overline{v_{u1} u_1}}{g} \quad (2.38)$$

или по принципу сохранения энергии, учитывая, что $L = H_m$, имеем

$$H_m = \frac{\overline{v_{u2} u_2} - \overline{v_{u1} u_1}}{g}. \quad (2.39)$$

Выражение (2. 39) называется основным уравнением лопастных машин и широко применяется в теории и в расчетах. Это уравнение носит интегральный характер и не дает величины приращения энергии каждой частицы жидкости в отдельности.

Приведенный подробный вывод основного уравнения лопастных машин обычно не дается из-за его некоторой громоздкости. Однако это порождает некоторую неясность в постановке задачи и ограничениях, относящихся к конечному результату.

14. Поток идеальной жидкости в проточной части насоса

Применение схемы идеальной жидкости. Использование уравнений движения вязкой жидкости для исследования потока в проточной части насоса в целом в настоящее время невозможно. Пренебрежение вязкостью жидкости и использование схемы идеальной жидкости, как показывает

опыт, позволяет найти удовлетворительное решение важнейших задач теории лопастных машин: определение поля скоростей и давлений в проточной части и еще более важной с точки зрения машиностроителя, обратной задачи — определение формы и размеров проточной части машины по заданному полю скоростей. Уравнение движения и теоремы механики идеальной жидкости представляют собой основу теории и методов расчета лопастных машин.

Применение основных теорем динамики идеальной жидкости связано с ограничениями, определяющими область возможного применения этих теорем при решении задач по исследованию движения жидкости в проточной части лопастных машин. Последовательное применение уравнений движения идеальной жидкости показывает, что не всякое поле скоростей может быть создано в идеальной жидкости, баротропно движущейся под действием потенциального поля массовых сил, в частности, в несжимаемой жидкости, движущейся в поле сил тяжести. Все эти обстоятельства должны учитываться при экспериментальном и теоретическом исследовании движения жидкости в проточной части машин. Для формирования в проточной части машины специального типа потока необходимо наметить механизм возникновения нужного типа потока на основе механики идеальной жидкости с использованием вихревой системы, образование которой является результатом действия сил вязкости.

Остановимся в первую очередь на области применения теоремы Бернулли.

Область использования теоремы Бернулли для элементарной струйки. Уравнение Бернулли для элементарной струйки легко может быть получено как интеграл работы сил, приложенных к элементарной частице. Для получения этого интеграла воспользуемся уравнением движения в форме Эйлера в направлении перемещения частицы

$$F_s - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial s}{\partial t}\cdot\frac{dv}{ds} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial s}v = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{v^2}{2}\right), \qquad (2.40)$$

где F_s — составляющая массовых сил в направлении s, отнесенных к единице массы.

Умножая почленно уравнение (2. 40) на перемещение ds, получим элементарную работу

$$F_s ds - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial s}ds - \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{v^2}{2}\right)ds = \frac{\partial v}{\partial t}ds. \qquad (2.41)$$

При установившемся движении $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$, и уравнение (2. 41) принимает вид

$$F_s ds - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial s}ds - \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{v^2}{2}\right)ds = 0. \qquad (2.42)$$

При рассмотрении абсолютного движения в качестве массовой силы будем иметь только силу веса, направленную вертикально вниз. Принимая за положительное направление оси z вертикально вверх, получим для силы веса, отнесенной к единице массы, значение, равное ускорению силы тяжести g с обратным знаком,

$$F_g = -g.$$

Составляющая силы веса в направлении элемента пути

$$F_s = F_g \cos(z, \hat{ds}) = -g\frac{dz}{ds}. \qquad (2.43)$$

Обозначая скорость в абсолютном движении через v, из уравнений (2. 42) и (2. 43) получим

$$g\frac{dz}{ds}ds + \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial s}ds + \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{v^2}{2}\right)ds = 0 \qquad (2.44)$$

или

$$g\,dz + \frac{dp}{\varrho} + d\left(\frac{v^2}{2}\right) = 0. \qquad (2.45)$$

Если плотность ϱ является функцией только давления $\varrho = f(p)$, то, интегрируя уравнение (2. 45) вдоль струйки тока, получим уравнение Бернулли, справедливое для данной струйки

$$gz + \frac{v^2}{2} + \int\frac{dp}{\varrho} = \text{const}. \qquad (2.46)$$

При переходе от одной струйки к другой постоянная, вообще говоря, может принимать различные значения.

Для несжимаемой жидкости плотность ϱ не зависит от давления, удельный вес $\gamma = g\varrho$, поэтому уравнение Бернулли принимает вид

$$\frac{p}{\gamma} + z + \frac{v^2}{2g} = \text{const}. \qquad (2.47)$$

Таким образом, изменение энергии частицы идеальной жидкости при установившемся абсолютном движении потока невозможно, что лишний раз подтверждает неизбежность неустановившегося абсолютного движения жидкости в лопастном колесе. Уравнение Бернулли неприменимо к исследованию абсолютного движения среды в области лопастного колеса. Оно может быть использовано лишь для анализа движения жидкости в элементах проточной части корпуса машины, где абсолютное движение установившееся. Для исследования потока в лопастном колесе необходимо рассмотреть уравнение энергии вдоль элементарной струйки в относительном движении, которое при расчетном режиме является установившимся.

При рассмотрении относительного движения в уравнении элементарной работы (2. 42) в качестве массовых сил, кроме силы веса F_g, следует учесть силы инерции: центробежную F_c и кориолисову $F_к$. Главный вектор массовых сил

$$\vec{F} = \vec{F}_g + \vec{F}_c + \vec{F}_к.$$

Центробежная сила, отнесенная к единице массы,

$$F_c = \omega^2 r$$

и направлена по радиусу.

Кориолисова сила, также отнесенная к единице массы,

$$F_к = \omega w \sin(\widehat{\omega, w})$$

и направлена по нормали к векторам относительной скорости w и угловой скорости ω. Составляющая главного вектора массовых сил в направлении элементарного перемещения $ds = w\,dt$ вдоль струйки

$$F_s = F_g\cos(\widehat{F, ds}) + F_c\cos(\widehat{r, ds}) + F_к\cos(\widehat{F_к, ds}).$$

Направляя ось вращения по вертикали вверх, получим в относительном движении выражение для проекции массовых сил на направление элементов струйки

$$F_s = -g\frac{dz}{ds} + \omega^2 r\frac{dr}{ds}, \qquad (2.48)$$

так как

$$F_{\kappa s} = F_\kappa \cos(\widehat{F_\kappa, ds}) = 0$$

вследствие нормальности направления $\vec{F}_\kappa$ к элементу перемещения ds, который совпадает по направлению с относительной скоростью w. Подставляя в уравнение элементарной работы (2. 42) значение составляющей массовой силы (2. 48), получим

$$-g\frac{dz}{ds}ds + \omega^2 r\frac{dr}{ds}ds - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial s}ds - \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{w^2}{2}\right)ds = 0, \qquad (2.49)$$

или

$$gdz - \omega^2 d\left(\frac{r^2}{2}\right) + \frac{1}{\varrho}dp + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0. \qquad (2.50)$$

Полагая плотность ϱ функцией давления p, интегрируя, получим

$$gz + \frac{w^2 - u^2}{2} + \int\frac{dp}{\varrho} = \text{const}, \qquad (2.51)$$

где переносная скорость

$$u = \omega r.$$

Для других струек того же потока постоянная может иметь другие значения. Для несжимаемой жидкости плотность постоянна и не зависит от давления p. Уравнение (2. 51) при этом принимает вид

$$\frac{p}{\gamma} + z + \frac{w^2 - u^2}{2g} = \text{const}, \qquad (2.52)$$

в котором широко применяется для анализа потока в области колеса в теории лопастных машин.

Уравнение энергии в относительном движении (2. 52), аналогичное уравнению Бернулли в абсолютном движении, справедливо для данной элементарной струйки в установившемся относительном движении идеальной среды.

Уравнение энергии в относительном движении может быть использовано для более углубленного изучения взаимодействия лопастного колеса с потоком.

Проследим за изменением удельной энергии каждой частицы жидкости в области лопастного колеса, пользуясь уравнением (2. 52). Для определения постоянной составим это уравнение от некоторого находящегося до колеса сечения, в котором как абсолютное, так и относительное движение является установившимся, до некоторой частицы x, расположенной внутри колеса

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{w_1^2 - u_1^2}{2g} = \frac{p_x}{\gamma} + z_x + \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g}. \qquad (2.53)$$

Относительная скорость w может быть выражена через абсолютную v и переносную u.

Из плана скоростей (рис. 25)

$$w^2 = (u - v_u)^2 + v^2 - v_u^2 = v^2 + u^2 - 2uv_u, \qquad (2.54)$$

где v_u — проекция абсолютной скорости v на направление переносной u.

Из выражений (2. 53) и (2. 54) имеем

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{u_1 v_{u1}}{g} = \frac{p_x}{\gamma} + z_x + \frac{v_x^2}{2g} - \frac{u_x v_{ux}}{g}$$

или, обозначая удельную энергию частицы в ее абсолютном движении через $E = \frac{p}{\gamma} + z + \frac{v^2}{2g}$, получим

$$E_1 - \frac{u_1 v_{u1}}{g} = E_x - \frac{u_x v_{ux}}{g},$$

откуда приращение удельной энергии частицы при ее движении на рассматриваемом участке $\Delta_{1-x}E$ равно

$$\Delta_{1-x}E = E_x - E_1 = \frac{u_x v_{ux} - u_1 v_{u1}}{g} = \omega \frac{r_x v_{ux} - r_1 v_{u1}}{g}. \qquad (2.55)$$

Уравнение (2. 55) показывает, что при установившемся относительном движении идеальной несжимаемой жидкости приращение удельной механической энергии частицы происходит пропорционально изменению ее момента скорости. Применяя уравнение (2. 55) в пределах от точки *1* в сечении потока при входе в колесо до точки *2* в сечении при выходе потока из колеса, получим полное изменение удельной энергии частицы в лопастном колесе, т. е. теоретический напор

$$\Delta_{1-2}E = H_m = \frac{u_2 v_{u2} - u_1 v_{u1}}{g}. \qquad (2.56)$$

Уравнение (2. 56) отличается от выражения (2. 39) тем, что оно относится не к потоку в целом, а к каждой струйке в отдельности. В то же время оно справедливо лишь с точностью до величины гидравлических потерь в лопастном колесе для отдельных струек. В насосах, как правило, $v_{u1} = 0$, что делается в целях увеличения допустимой высоты всасывания и повышения напора колеса. Тогда

$$H_m = \frac{u_2 v_{u2}}{g}. \qquad (2.57)$$

В этом виде основное уравнение наиболее широко применяется в расчетах насосов.

Исследование абсолютного движения идеальной жидкости в проточной части насоса. Рассмотрим ограничения, определяющие область применения основных теорем динамики идеальной жидкости к движению ее в проточной части лопастных машин. Эти ограничения вытекают из условий интегрирования основных уравнений движения идеальной жидкости. Воспользуемся для выявления условий интегрирования уравнениями движения жидкости в форме Громеко — Лэмба [58]

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{grad}\left(\frac{v^2}{2}\right) + \operatorname{rot}\vec{v} \times \vec{v} = \vec{F} - \frac{1}{\varrho}\operatorname{grad} p. \qquad (2.58)$$

При рассмотрении абсолютного движения в проточной части машины массовые силы F представляют собой силы тяжести и имеют потенциал

$$\vec{F} = -\operatorname{grad}\Pi = -gz, \qquad (2.59)$$

где z — координата по направленной вверх оси.

Примем далее, что плотность жидкости ϱ зависит только от давления

$$\varrho = f(p). \qquad (2.60)$$

В этом случае движение называется баротропным. Форма связи плотности и давления зависит от описываемого процесса. Например, для несжимаемой жидкости эта связь выражается равенством $\varrho = \text{const}$, для

газов при изотермическом процессе, когда плотность задана в функции давления, эта связь: $\frac{p}{\varrho} = \frac{p_0}{\varrho_0}$ или для адиабатического процесса $p = \mathrm{const}\ \varrho^{\kappa}$. Для большинства движений газа в лопастных машинах может быть установлена приближенная зависимость $\varrho = f(p)$, достаточно точно отвечающая реальным условиям движения.

При условии баротропности движения может быть введена в рассмотрение функция

$$P(p) = \int\limits_{p_0}^{p} \frac{dp}{\varrho(p)}. \tag{2.61}$$

Градиент этой функции равен

$$\mathrm{grad}\, P = \frac{dP}{dp}\,\mathrm{grad}\, p = \frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\, p. \tag{2.62}$$

При условиях (2. 59) и (2. 60) уравнение Громеко—Лэмба (2. 58) может быть представлено в виде

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathrm{grad}\left(\frac{v^2}{2} + P + \Pi\right) + \mathrm{rot}\,\vec{v} \times \vec{v} = 0, \tag{2.63}$$

где вектор скорости обозначен через $\vec{v}$, чтобы подчеркнуть, что рассматривается абсолютное движение.

Вводя обозначения

$$\frac{v^2}{2} + P + \Pi = E \tag{2.64}$$

и

$$\mathrm{rot}\ \vec{v} = \vec{\Omega}, \tag{2.65}$$

представим уравнение (2. 63) в форме

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathrm{grad}\, E + \vec{\Omega} \times \vec{v} = 0. \tag{2.66}$$

Дифференциальное уравнение (2. 66) определяет баротропное движение идеальной жидкости или газа под действием потенциального поля массовых сил.

Определим условия, при которых оно интегрируется.

Рассмотрим важнейшие формы движения жидкости, которые ему удовлетворяют.

Остановимся в первую очередь на стационарном движении жидкости $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0$. Эта форма движения жидкости наиболее технически целесообразна для проточной части статора машин. При стационарном движении уравнение (2. 66) приводится к выражению

$$\mathrm{grad}\ E + \vec{\Omega} \times \vec{v} = 0, \tag{2.67}$$

которое интегрируется при одном из двух условий:

1) $\vec{\Omega} = \mathrm{rot}\ \vec{v} = 0$ — безвихревое движение жидкости; это условие технически легче всего может быть обеспечено в области подвода потока к колесу;

2) $\vec{\Omega} \times \vec{v} = 0$ — вектор вихря направлен параллельно скорости — винтовое движение. В этом случае сила взаимодействия между основным потоком и свободным вихрем приводится к нулю. Вихревые шнуры, воз-

никающие в области рабочего колеса, принимают такое направление в области отвода. Этот тип движения характерен, следовательно, для области отвода потока.

При выполнении каждого из этих условий интегрирование уравнения (2. 67) приводит к результату

$$E = \frac{v^2}{2} + P + \Pi = \frac{v^2}{2} + \int\limits_{p_0}^{p} \frac{dp}{\varrho} + gz = \mathrm{const}, \tag{2. 68}$$

выражающему теорему Бернулли, обобщенную на весь поток, и носит название интеграла Лагранжа. Для несжимаемой жидкости интеграл Лагранжа принимает вид

$$\frac{p}{\gamma} + z + \frac{v^2}{2g} = \mathrm{const}, \tag{2. 69}$$

внешне не отличающийся от уравнения (2. 47), но значительно более широкий по своему содержанию и области применения.

Уравнения Бернулли (2. 68) и (2. 69), как правило, могут применяться для исследования движения сжимаемой и несжимаемой жидкости в проточной части статора лопастных машин.

Перейдем к рассмотрению нестационарного абсолютного движения жидкости. Эта форма характерна для движения жидкости в области лопастного колеса, а также при переходных процессах для всей области проточной части машины.

Уравнение (2. 66) интегрируется в условиях нестационарного движения только при наличии безвихревого течения

$$\vec{\Omega} = \mathrm{rot}\ \vec{v} = 0, \tag{2. 70}$$

что, как известно, является условием существования потенциальной функции скорости φ

$$\mathrm{grad}\ \varphi = \vec{v}. \tag{2. 71}$$

Тогда

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \mathrm{grad} \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \tag{2.72}$$

При безвихревом нестационарном движении уравнение (2. 66) принимает вид

$$\mathrm{grad}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + E\right) = 0, \tag{2. 73}$$

которому соответствует интеграл

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + E = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + P + \Pi = f(t), \tag{2. 74}$$

называемый интегралом Лагранжа—Коши [58]. Здесь $f(t)$ произвольная функция времени, определяемая из граничных условий. Интеграл Лагранжа—Коши играет в теории нестационарного движения ту же роль, что теорема Бернулли при стационарном движении. Для несжимаемой жидкости при действии массовых сил тяжести уравнение (2. 74) принимает вид

$$\frac{1}{g} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2g} + z + \frac{p}{\gamma} = f(t). \tag{2. 75}$$

В форме (2. 74) и (2. 75) интеграл Лагранжа — Коши может быть использован для исследования нестационарного движения в области лопастного колеса или при рассмотрении переходных процессов в лопастных машинах. Наличие частной производной $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ от функции потенциала скорости делает его мало удобным для исследования движения жидкости в области колеса.

Исследование относительного движения идеальной жидкости в области лопастного колеса. Составим уравнение для относительного движения в области колеса, так как оно является установившимся, и, следовательно, создаются благоприятные условия для интегрирования. Используем для этой цели уравнения Громеко в векторной форме (2. 58), обозначив относительную скорость через w, а переносную — через u. Подвижную систему отсчета свяжем с лопастным колесом так, чтобы переносное движение представляло собой вращение относительно неподвижной оси с постоянной угловой скоростью ω.

В условиях относительного движения внешние массовые силы будут состоять из трех слагаемых: силы веса $\vec{F}_g$, центробежной $\vec{F}_c$ и кориолисовой $\vec{F}_к$ сил инерции

$$\vec{F} = \vec{F}_g + \vec{F}_c + \vec{F}_к. \tag{2. 76}$$

Сила веса обладает потенциальной функцией П, так что

$$\vec{F}_g = -\operatorname{grad} П. \tag{2. 77}$$

Центробежная сила переносного движения также обладает потенциальной функцией, что легко проверить непосредственно

$$\vec{F}_c = \operatorname{grad} \frac{u^2}{2}. \tag{2. 78}$$

Подставляем $u = r\omega$, где r — расстояние до оси вращения,

$$\operatorname{grad} \frac{u^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \operatorname{grad} r^2 = \omega^2 r = \vec{F}_c.$$

Кориолисова сила инерции

$$\vec{F}_к = -2(\vec{\omega} \times \vec{w}). \tag{2. 79}$$

Остановимся еще на величине векторного произведения относительной скорости $\vec{w}$ и вектора вихря этой скорости $\operatorname{rot} \vec{w}$. Учитывая, что $\vec{w} = \vec{v} - \vec{u}$, имеем

$$\vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{w} = \vec{w} \times \operatorname{rot} (\vec{v} - \vec{u}) = \vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{v} - \vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{u}.$$

Но

$$\operatorname{rot} \vec{u} = \operatorname{rot} (\vec{\omega} \times \vec{r}) = 2\vec{\omega},$$

что вытекает непосредственно из определения понятия вихря. Действительно, выбирая в качестве элементарного контура окружность радиуса r в плоскости, нормальной оси вращения z, получим составляющую вихря в направлении этой оси

$$\operatorname{rot}_z \vec{u} = \lim_{r \to 0} \frac{2\pi r \vec{u}}{\pi r^2} = \lim_{r \to 0} \frac{2\pi r^2 \vec{\omega}}{\pi r^2} = 2\vec{\omega},$$

которая в данном случае совпадает с полным значением вектора вихря — $\operatorname{rot}_z \vec{u} = \operatorname{rot} \vec{u}$.

Отсюда

$$\vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{w} = \vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{v} + 2(\vec{\omega} \times \vec{w}). \qquad (2.80)$$

Подставляя в уравнение движения (2. 58) значения массовых сил в относительном движении из формул (2. 77), (2. 78) и (2. 79) и учитывая уравнение (2. 80), получим

$$-\operatorname{grad} \Pi + \operatorname{grad} \frac{u^2}{2} - 2(\vec{\omega} \times \vec{w}) - \frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} p -$$

$$-\operatorname{grad} \frac{w^2}{2} + \vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{v} + 2(\vec{\omega} \times \vec{w}) - \frac{dw}{dt} = 0,$$

где Π — потенциальная функция силы веса (2.77).

Принимая во внимание выражение (2.62), окончательно получим

$$\operatorname{grad}\left(\Pi + P + \frac{w^2 - u^2}{2}\right) + \frac{\partial w}{\partial t} = \vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{v}. \qquad (2.81)$$

Полученное уравнение (2. 81) в относительном движении допускает при стационарности относительного движения

$$\frac{\partial w}{\partial t} = 0$$

интегрирование в двух случаях:

1) при безвихревом (потенциальном) абсолютном движении, когда

$$\operatorname{rot} \vec{v} = 0;$$

2) при вихревом абсолютном движении при условии параллельности вектора абсолютного вихря относительной скорости

$$\vec{w} \times \operatorname{rot} \vec{v} = 0.$$

При выполнении этих ограничений имеем

$$\operatorname{grad}\left(\Pi + P + \frac{w^2 - u^2}{2}\right) = 0.$$

Интегрируя, получим

$$\Pi + P + \frac{w^2 - u^2}{2} = \text{const}. \qquad (2.82)$$

Учитывая, что $\Pi = gz$ и $P = \int\limits_{p_0}^{p} \frac{dp}{\varrho}$, имеем

$$gz + \frac{w^2 - u^2}{2} + \int\limits_{p_0}^{p} \frac{dp}{\varrho} = \text{const}. \qquad (2.83)$$

Это выражение представляет собой обобщенное уравнение энергии в относительном движении.

Для несжимаемой жидкости уравнение (2. 83) принимает вид

$$\frac{p}{\gamma} + z + \frac{w^2 - u^2}{2g} = \text{const}. \qquad (2.84)$$

Уравнения (2.83) и (2.84) внешне не отличаются от ранее выведенных (2.51) и (2.52) для элементарной струйки, однако они справедливы при упомянутых ограничениях для всей области движения в рабочем колесе.

Обобщенное уравнение энергии в относительном движении (2.84) позволяет установить принципиальную картину изменения относительных скоростей по сечению канала лопастного колеса (рис. 29). Давление p_x в некоторой точке на напорной поверхности лопасти больше, чем давление p_y в точке, расположенной на противоположной стороне лопасти, что необходимо для передачи энергии от колеса потоку. По уравнению энергии (2.84) имеем

$$\frac{p_x}{\gamma} + z_x + \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g} = \frac{p_y}{\gamma} + z_y + \frac{w_y^2 - u_y^2}{2g},$$

но, так как точки с давлением p_x и p_y разделены только стенкой лопасти и практически почти совпадают, то $z_x = z_y$ и $u_x = u_y$. Отсюда

$$\frac{p_x}{\gamma} + \frac{w_x^2}{2g} = \frac{p_y}{\gamma} + \frac{w_y^2}{2g}.$$

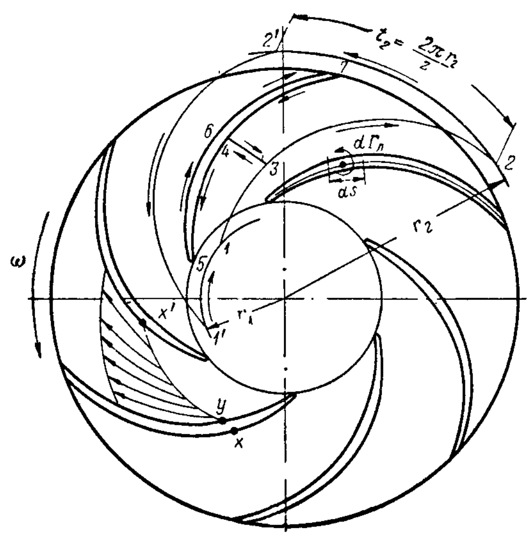


Рис. 29. Распределение относительных скоростей по сечению канала лопастного колеса

Следовательно, при $p_x > p_y$ получим $w_x < w_y$. Разность давлений по обе стороны лопасти создается за счет разности относительных скоростей. Значение скорости w в точке x', расположенной соответственно точке x, но на следующей лопасти, равно скорости в точке x. Относительная скорость в канале колеса возрастает от точки x' к точке y. Наименьшее значение относительной скорости — на стороне давления лопасти, наибольшее — на всасывающей стороне.

Условия существования безвихревого движения жидкости в проточной части машины. Исследования движения идеальной жидкости в проточной части лопастной машины показали важное значение безвихревого течения. Необходимо в связи с этим рассмотреть теоретические условия существования безвихревого течения и технические средства сохранения такого течения как основной схемы движения жидкости в лопастной машине.

Теоретическое обоснование существования безвихревых течений вытекает из двух теорем Кельвина и Лагранжа гидродинамики идеальной жидкости [58]. Теорема Кельвина формулируется так: при баротропном движении идеальной жидкости под действием объемных сил с однозначным потенциалом циркуляция скорости по замкнутому жидкому контуру не изменяется

$$\frac{d}{dt}\int_L \vec{v}\, d\vec{r} = 0. \qquad (2.85)$$

Эта теорема доказывается с использованием уравнений движения жидкости в форме Эйлера. Применительно к движению жидкости в лопастных машинах теорема Кельвина справедлива только для абсолютного движения как стационарного, так и нестационарного, так как только в этом случае объемные силы — силы тяжести — имеют однозначный потенциал. Известно, что циркуляция скорости по замкнутому контуру равна суммарной интенсивности вихревых трубок, опоясанных этим контуром, и, сле-

довательно, на основании теоремы Кельвина сохраняется интенсивность вихревых трубок. Если жидкость поступает в машину из области, в которой она находится в покое, завихренность которой равна нулю, то на основании теоремы Кельвина, во всей области проточной части машины завихренность должна оставаться равной нулю. По теореме Лагранжа, если во всех точках идеальной жидкости, баротропно движущейся под действием объемных сил с однозначным потенциалом, вихрь скорости в некоторый начальный момент был равен нулю, то движение остается безвихревым и в любой другой последующий момент времени, что легко выводится из теоремы Кельвина и приводит также к выводу о сохранности, безвихревого движения жидкости в проточной части машины во времени.

Перенос общих теоретических положений о существовании безвихревого движения в идеальной жидкости на поток реальной жидкости с достаточной для технических целей точностью возможен лишь при соблюдении определенных условий. Известно, что вихревое движение в реальной жидкости затухает под влиянием внутренних сил вязкости. В то же время при течении реальной жидкости в каналах плохо обтекаемой формы возникают вихри.

15. Циркуляция скорости в области колеса

Циркуляция скорости по контуру, охватывающему лопасть колеса. По теореме Кельвина, если поток идеальной жидкости до лопастного колеса безвихревой, то и в области колеса он остается тоже безвихревым (потенциальным). Циркуляция скорости по замкнутому контуру в таком потоке должна быть равной нулю. Однако это относится лишь к контуру в односвязной области, т. е. к такому контуру, который может быть беспрепятственно стянут в точку. Если же контур охватывает твердое тело, например лопасть колеса, то область является уже многосвязной, и в этом случае циркуляция по контуру в потенциальном потоке может и не быть равной нулю. Это наглядно видно хотя бы из только что проведенного анализа распределения скоростей по профилю лопасти колеса. Вследствие наличия положительного перепада давлений с напорной и всасывающей сторон лопасти, скорости на всасывающей стороне выше, чем на напорной; следовательно, циркуляция скорости по контуру лопасти не равна нулю.

Определим величину этой циркуляции. Составим контур (рис. 29), охватывающий лопасть и состоящий из отрезков *1—2* и *1′—2′* линий тока, расположенных на расстоянии шага $t = \frac{2\pi r}{Z}$, и дуг окружности *2—2′* и *1—1′* радиусов r_2 и r_1. Определим циркуляцию абсолютной скорости по замкнутому контуру *1*, *2*, *2′*, *1′*, *1*.

Так как циркуляции скорости по отрезкам линий тока, расположенным симметрично относительно лопастей, равны по величине, но обратны по знаку в связи с противоположным направлением движения по контуру при интегрировании, то

$$\Gamma_1 = \oint\limits_{(1,\,2,\,2',\,1',\,1)} v\,ds\cos\left(v,\widehat{\ }ds\right) =$$

$$= \int\limits_{2,\,2'} v_{u\,2}\,ds - \int\limits_{1,\,1'} v_{u\,1}\,ds = \frac{2\pi}{Z}\left(\bar{v}_{u\,2}r_2 - \bar{v}_{u\,1}r_1\right), \qquad (2.86)$$

где $\bar{v}_{u\,2}$ и $\bar{v}_{u\,1}$ — средние значения окружных составляющих абсолютных скоростей при входе и выходе из колеса на радиусах r_1 и r_2.

Знак минус по участку контура *1′ 1*, обусловлен движением по контуру, противоположному направлению $v_{u\,1}$. Для определения циркуляции $\Gamma_л$

по контуру *4*, *7*, *6*, *5*, *4* лопасти соединим его с контуром *1*, *2*, *2'*, *1'*, *1* линией *3—4* и составим циркуляцию скорости по контуру *1*, *3*, *4*, *5*, *6*, *7*, *4*, *3*, *2*, *2'*, *1'*, *1*. Этот контур уже не охватывает лопасти, и поэтому находится в односвязной области. Циркуляция по нему, согласно теореме Кельвина, должна быть равна нулю

$$\Gamma_{(1,\ 3,\ 4,\ 5,\ 6,\ 7,\ 4,\ 3,2,\ 2',\ 1',\ 1)} = \Gamma_{(1,\ 2,\ 2',\ 1',\ 1)} + \Gamma_{(3,\ 4)} + \\ + \Gamma_{(4,\ 5,\ 6,\ 7,\ 4)} + \Gamma_{(4,\ 3)} = 0, \tag{2.87}$$

но

$$\Gamma_{(3,\ 4)} = -\Gamma_{(4,\ 3)}$$

и

$$\Gamma_{(4,\ 5,\ 6,\ 7,\ 4)} = -\Gamma_{(4,\ 7,\ 6,\ 5,\ 4)} = -\Gamma_{л}. \tag{2.88}$$

Из уравнений (2.86), (2.87) и (2.88) следует

$$\Gamma_{л} = \Gamma_{(1,\ 2,\ 2'\ 1',\ 1)} = \frac{2\pi}{Z}\left(\bar{v}_{u\,2}r_2 - \bar{v}_{u\,1}r_1\right), \tag{2.89}$$

т. е. при безвихревом абсолютном потоке циркуляция скорости по любому контуру, охватывающему лопасть, включая контур самой лопасти, сохраняет постоянное значение. Циркуляция скорости по контуру $\Gamma_{к}$, охватывающему все колесо, равна, как легко показать, сумме циркуляций $\Gamma_{л}$ относительно каждой из лопастей в отдельности

$$\Gamma_{к} = \sum_{i} \Gamma_{л}.$$

Так как вследствие симметрии циркуляция вокруг различных лопастей одинакова и равна $\Gamma_{л}$, то

$$\Gamma_{к} = Z\Gamma_{л} = 2\pi\left(\bar{v}_{u\,2}r_2 - \bar{v}_{u\,1}r_1\right). \tag{2.90}$$

Рассмотренная для наглядности плоская задача легко может быть обобщена на пространственную лопастную систему.

Присоединеиные вихри. Возмущение, вызываемое лопастью в потоке, эквивалентно действию системы вихрей, расположенных внутри лопасти. Такие вихри в отличие от действительных называются присоединенными. Они служат для представления поля скоростей в потенциальном многосвязном потоке и располагаются вне области потока — внутри обтекаемых потоком твердых тел. Присоединенные вихри не обладают всеми свойствами реальных вихрей, так как они не движутся с частицами жидкости в потоке. Интенсивность элементарного присоединенного вихря, соответствующего элементу длины лопасти ds, может быть измерена циркуляцией $d\Gamma_{л}$. Составляя выражение для циркуляции по элементу лопасти ds в относительном движении, получим

$$d\Gamma_{w,\ л} = \vec{w}\cdot d\vec{s}. \tag{2.91}$$

Переходя к интегралу по контуру лопасти, получим

$$\Gamma_{w,\ л} = \oint\limits_{(S_л)} \left(\vec{v} - \vec{u}\right)\cdot d\vec{s} = \oint\limits_{(S_л)} \vec{v}\cdot d\vec{s} - \oint\limits_{(S_л)} \vec{u}\cdot d\vec{s} = \Gamma_{л} - \oint\limits_{(S_л)} \vec{u}\cdot d\vec{s}. \tag{2.92}$$

Для определения циркуляции переносной скорости $\vec{u}$ по контуру лопасти воспользуемся известной теоремой Стокса о том, что циркуляция скорости по контуру, расположенному на поверхности вихревой трубки, равна интенсивности вихревой трубки

$$\oint\limits_{(S_л)} \vec{u}\cdot d\vec{s} = \int\limits_{f_л} \left(\operatorname{rot}\vec{u}\right)_n df, \tag{2.93}$$

где $f_л$ — поверхность сечения лопасти.

Переносная скорость u представляет собой окружную скорость рабочего колеса, вращающегося с угловой скоростью ω относительно оси z. Выбирая сечение лопасти $f_{zл}$ плоскостью, перпендикулярной оси вращения, получим, как известно,

$$\left(\mathrm{rot}\,\vec{u}\right)_z = 2\omega. \qquad (2.94)$$

Из уравнений (2.93) и (2.94) имеем

$$\oint\limits_{(S_л)} \vec{u}\cdot d\vec{s} = 2\omega f_{zл}. \qquad (2.95)$$

Окончательно циркуляция относительной скорости $\Gamma_{л,\,w}$ по контуру лопасти $S_л$ из уравнений (2.92) и (2.95) равна

$$\Gamma_{w,\,л} = \Gamma_л - 2\omega f_{zл}. \qquad (2.96)$$

Если лопасти тонкие и сечение $f_{zл}$ мало, то величиной $2\omega f_{zл}$ по сравнению с $\Gamma_л$ можно пренебречь, и

$$\Gamma_{w,\,л} = \Gamma_л. \qquad (2.97)$$

Циркуляция скорости по контуру лопасти в относительном потоке равна ее значению в абсолютном потоке. Это схема центробежного колеса с так называемыми бесконечно тонкими лопастями.

В теории осевых машин часто рассматриваются цилиндрические сечения потока и лопастной системы. Проекция цилиндрических сечений лопастей на плоскость, перпендикулярную оси машины z, равна нулю. Условие (2.97) распространяется, следовательно, и на цилиндрические сечения лопастей.

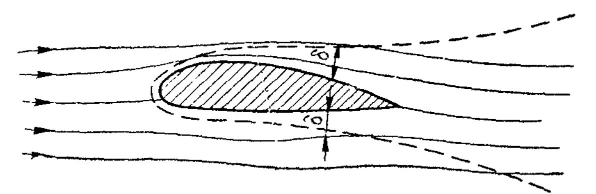


Рис. 30. Схема пограничного слоя при обтекании крылового профиля

Дадим физическое толкование понятию присоединенного вихря. Рассмотрим обтекание профиля лопасти вязкой жидкостью (рис. 30), разделив всю область течения жидкости на пограничный слой у поверхности лопасти и остальную часть потока — внешний поток, как то обычно делается в теории движения реальной жидкости. Поле скоростей реальной жидкости во внешнем потоке достаточно хорошо совпадает с полем скоростей потока идеальной жидкости в тех же граничных условиях. В тонком пограничном слое у поверхности профиля скорость возрастает от нулевого значения у стенки до полного значения в соответствующей точке внешнего потока [58, 59]. Пограничный слой за обтекаемым профилем переходит в аэродинамический след. На рис. 30 толщина пограничного слоя δ показана утрированно. В обычных для гидромашин условиях толщина δ у задней кромки профиля составляет около 1 % от размера хорды.

С учетом наличия пограничного слоя циркуляцию скорости по контуру профиля в действительности следует понимать как циркуляцию по внешнему контуру пограничного слоя. На поверхности профиля скорость в потоке вязкой жидкости равна нулю. Поэтому циркуляция скорости по контуру профиля также равна нулю. Применяя теорему Стокса, найдем, что циркуляция по внешней границе пограничного слоя равна суммарной интенсивности вихрей пограничного слоя. Следовательно, отвлеченное понятие присоединенного вихря теории идеальной жидкости имеет вполне реальное физическое значение — суммарной интенсивности вихрей пограничного слоя.

Возможность замены лопастей системой присоединенных вихрей для определения возмущающего действия лопасти на поток представляет большой теоретический интерес и широко используется при гидродинамических расчетах.

Выражение напора колеса через циркуляцию скорости. Возмущающее действие лопасти на поток кинематически выражается циркуляцией скорости по контуру, охватывающему лопасть. Пользуясь основным уравнением лопастной машины (2.39) и выражением для циркуляции скорости по контуру, охватывающему всю систему лопастей колеса (2.90), напишем

$$H_m = \frac{u_2 \bar{v}_{u\,2} - u_1 \bar{v}_{u\,1}}{g} = \frac{\omega}{g}\left(\bar{v}_{u\,2} r_2 - \bar{v}_{u\,1} r_1\right) = \frac{\omega \Gamma_к}{2\pi g}.$$

Отсюда циркуляция по контуру лопасти

$$\Gamma_л = \frac{\Gamma_к}{Z} = 2\pi \frac{g H_m}{Z\omega}. \qquad (2.98)$$

Условия, определяющие интенсивность присоединенных вихрей. Теоретически величина присоединенной к профилю циркуляции в потоке

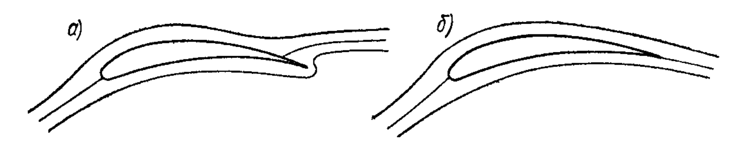


Рис. 31. Обтекания крылового профиля идеальной жидкостью

идеальной жидкости может иметь любое значение. Однако в потоке реальной жидкости эта величина определяется условиями обтекания задней заостренной кромки лопасти.

При обтекании профиля (рис. 31) поток разветвляется надвое в некоторой точке около переднего закругленного края и вновь смыкается у задней заостренной кромки. Передняя точка разветвления может принимать различные положения на закругленной части профиля. Задняя точка разветвления — точка смыкания струй потока — может находиться лишь на заостренной кромке профиля. Смещение в какую-либо сторону задней точки разветвления потока (рис. 31, *а*) в идеальной жидкости приводит к возникновению бесконечно больших скоростей при обтекании заостренной кромки. В потоке реальной жидкости возникновение бесконечно больших скоростей невозможно. При смещении задней точки разветвления в сторону от заостренной кромки обтекание профиля нарушается; поток отрывается от поверхности профиля.

Для обеспечения соответствия теоретической картины обтекания лопасти потоком идеальной жидкости условиям, возникающим при обтекании ее реальной жидкостью (рис. 31, *б*), С. А. Чаплыгин предложил совмещать заднюю точку разветвления с заостренной кромкой профиля. Это условие носит название постулата Чаплыгина. Для выполнения постулата Чаплыгина необходимо присоединить к профилю вихрь определенной интенсивности. Скорость в точке разветвления потока у задней заостренной кромки профиля обращается в нуль.

Условие обтекания профиля потоком реальной жидкости обеспечивается не сразу, а в результате определенных физических процессов в потоке. В общем случае частицы жидкости, следуя различными путями по верхней и нижней (рис. 32) сторонам профиля, подходят к его задней заостренной кромке с различными скоростями. В типичном случае частицы,

идущие по выпуклой стороне, приходят к заостренной кромке профиля с меньшими скоростями, чем частицы, идущие по вогнутой стороне (рис. 32, *а*). В месте сбега с профиля получается поверхность разрыва, способствующая образованию вихря (рис. 32, *б*).

Рассмотрим более подробно процесс возникновения присоединенного вихря в реальной жидкости. Возьмем в покоящейся среде профиль и придадим затем ему поступательное движение со скоростью v или, что то же самое, обращая задачу, возьмем поток, которому при неподвижном профиле придадим скорость v в обратную сторону. Очевидно, что циркуляция

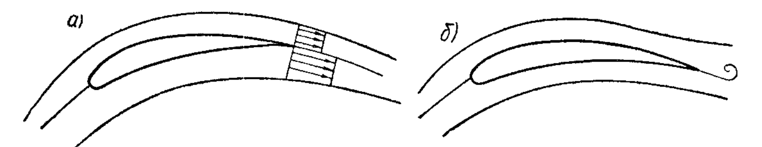


Рис. 32. Нестационарное обтекание крылового профиля: *а* — разрыв скоростей; *б* — образование начального вихря

скорости по некоторому замкнутому контуру s (рис. 33, *а*) охватывающему профиль, в начальный момент равна нулю. По теореме Лагранжа она должна сохранить нулевое значение во все время дальнейшего движения контура S. Вихрь, возникший у задней кромки профиля в начальный момент, затем будет смыт набегающим потоком и отнесен на некоторое расстояние от профиля. Рассечем область, охватываемую контуром S,

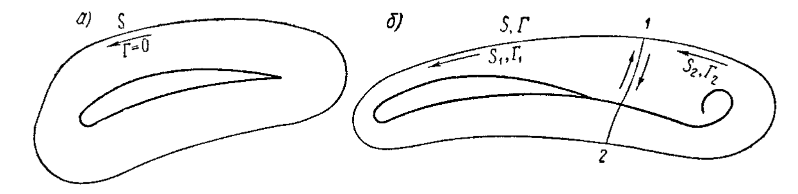


Рис. 33. Образование присоединенного вихря

на две части линией *1 — 2* так, чтобы в одной части остался профиль лопасти, а в другой — вихрь (рис. 33, *б*). Составляя циркуляцию Γ_1 по части контура S_1 и циркуляцию Γ_2 по части контура S_2, получим,

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 = 0, \qquad (2.99)$$

так как она равна первоначальной циркуляции по контуру S. Линия *1—2* при определении Γ_1 и Γ_2 проходится дважды, но в разных направлениях, и соответствующие значения циркуляции скорости при суммировании взаимно уничтожаются, следовательно, возникновение начального вихря Γ_2 ведет к образованию равного, но обратного по знаку присоединенного вихря, так как из выражения (2.99)

$$\Gamma_1 = -\Gamma_2. \qquad (2.100)$$

Легко видеть, что присоединенный вихрь Γ_1 создает в потоке около профиля составляющие скорости, ведущие к выравниванию значений скоростей частиц при сбеге с выпуклой и вогнутой сторон профиля. В результате сбегания начальных вихрей потенциальный поток относительно профиля трансформируется так, что удовлетворяются условия обтекания, и возникновение вихрей прекращается. Суммарная интенсивность начальных вихрей соответствует величине присоединенной циркуляции при

обтекании профиля. Всякое изменение величины присоединенной циркуляции, вследствие изменения направления или величины скорости набегающего потока, сопровождается возникновением начального вихря соответствующей интенсивности и знака. Произвольная, в принципе, величина присоединенного вихря при обтекании профиля потоком идеальной жидкости в случаях, когда поток идеальной жидкости рассматривается как теоретическая модель потока реальной жидкости, должна удовлетворять условию обтекания острой кромки. Эта величина различна для каждого режима обтекания.

Образование установившегося режима обтекания профиля с некоторой величиной присоединенного вихря требует затраты энергии на возникновение начальных вихрей. Дальнейший процесс обтекания профиля установившимся потоком идеальной жидкости происходит без затраты энергии.

Реальные профили лопастей по соображениям прочности не имеют полностью заостренных кромок. В действительности задние кромки скругляются малым радиусом. Математическая строгость приложения постулата Чаплыгина при этом теряется. Определенность величины присоединенного вихря в условиях потока реальной жидкости обеспечивается условием равенства нулю суммарной величины реальных вихрей в аэродинамическом следе за профилем. Это так называемое условие стационарности величины присоединенной циркуляции. Вихри в аэродинамическом следе в реальной жидкости в результате процесса диффузии постепенно затухают. Их энергия под действием сил внутренней вязкости жидкости постепенно переходит в тепло.

16. Разложение потенциального потока в области колеса на составляющие

Потенциальная функция в области колеса. Многие задачи гидромеханики лопастных машин получают удовлетворительное решение в результате применения теории потенциального потока. Обратимся к исследованию потенциального течения жидкости в области колеса. Условиями для наличия потенциального потока в области колеса являются: а) наличие идеально обтекаемой формы лопастей при всех возможных режимах работы, что исключает возможность возникновения вихрей внутри области колеса; б) наличие безвихревого потока в беспредельном удалении от колеса. Тогда по теореме Лагранжа поток будет обладать потенциалом скоростей во всей области, т. е. до колеса, в области колеса и после него.

Наличие потенциальной функции φ для скоростей абсолютного потока выражается условиями

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad v_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \tag{2.101}$$

Для потока несжимаемой жидкости уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \tag{2.102}$$

Из выражений (2.101) и (2.102) получаем, что потенциальная функция должна удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \tag{2.103}$$

Уравнение (2.103) представляет собой уравнение Лапласа. Однозначное решение этого уравнения в многосвязной области, какой является область

лопастного колеса, требует задания нормальной составляющей скорости на границах области

$$v_n = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \qquad (2.104)$$

и значения циркуляции скорости по контурам, расположенным внутри области.

Граничные условия в области колеса. Рабочее колесо центробежного насоса представляет собой полость формы тела вращения, ограниченную со стороны вала втулкой и диском колеса, а с внешней стороны — ведомым диском. Внутри полости расположена круговая решетка лопастей сложной формы. Исключая из рассмотрения взаимодействие колеса с неподвижными решетками — лопаточными отводами, расположенными в насосе до и после колеса, — распространим полость колеса беспредельно в обе стороны (рис. 34). Образуем замкнутую область, проведя контрольные сечения потока f_1 и f_2 в достаточном удалении до и после колеса. Полученная замкнутая область заключает в себе лопастную систему колеса, его втулку и в связи с этим является многосвязной. Лопастное колесо вращается с постоянной угловой скоростью ω. Абсолютное движение среды в области колеса — неустановившееся, и потенциальная функция скоростей φ содержит время t как параметр. Относительное движение среды — установившееся, однако оно не может быть исследовано с помощью потенциальной функции, так как относительный поток вихревой и потенциальной функции относительных скоростей не существует. Рассмотрим граничные условия для потенциальной функции в области колеса по отдельным элементам поверхности f, образующей замкнутую область.

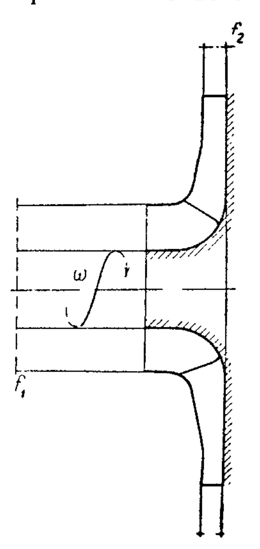


Рис. 34. Область лопастного колеса

Нормальные составляющие скорости на поверхности втулки колеса $f_{вт}$ и обода $f_{об}$ равны нулю:

$$\left.\begin{aligned} v_{n,\,вт} &= \frac{\partial \varphi}{\partial n_{вт}} = 0; \\ v_{n,\,об} &= \frac{\partial \varphi}{\partial n_{об}} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (2.105)$$

Нормальная составляющая скорости по контрольным сечениям f_1 и f_2 потока до и после колеса определяется уравнением неразрывности при условии постоянства скорости по сечению потока в достаточном удалении от колеса

$$\left.\begin{aligned} v_{n1\infty} &= \frac{Q}{f_1} = \frac{\partial \varphi}{\partial n_1}; \\ v_{n2\infty} &= \frac{Q}{f_2} = \frac{\partial \varphi}{\partial n_2}, \end{aligned}\right\} \qquad (2.106)$$

где Q — объемная подача колеса.

На поверхности лопастей вращающегося колеса нормальная составляющая относительной скорости

$$w_{n,\,л} = 0.$$

Выражая относительную скорость w как разность абсолютной скорости v и переносной u, получим

$$w_{n,\,л} = v_{n,\,л} - u_{n,\,л} = 0,$$

откуда
$$v_{n,\,л} = \frac{\partial \varphi}{\partial n_л} = u_{n,\,л}. \qquad (2.107)$$

Очевидно, что $v_{n,\,л}$ пропорциональна угловой скорости колеса ω. Однозначное решение уравнения Лапласа в многосвязной области, кроме значения производной потенциальной функции на ее границах, требует задания циркуляции скорости по контурам внутри этой области.

Циркуляция скорости Γ_1 по контуру втулки до лопастной системы колеса определяется условиями подвода потока к колесу. Циркуляция Γ_1, если она не равна нулю, создается в результате обтекания потоком неподвижных лопастей. Легко может быть показано, что она должна быть пропорциональна подаче Q

$$\Gamma_1 = KQ. \qquad (2.108)$$

Таблица 2

Граничные условия для потенциальной функции в области колеса

Граничные условия	φ_Q	$\varphi_{\Gamma 1}$	$\varphi_{\Gamma л}$	φ_ω	φ
$v_{n,\,вт}$	0	0	0	0	0
$v_{n,\,об}$	0	0	0	0	0
$v_{n1\,\infty}$	$\frac{1}{f_1}$	0	0	0	$\frac{Q}{f_1}$
$v_{n2\,\infty}$	$\frac{1}{f_2}$	0	0	0	$\frac{Q}{f_2}$
$v_{n,\,л}$	0	0	0	$\frac{u_n}{\omega}$	u_n
Γ_1	0	1	0	0	Γ_1
$\Gamma_л$	0	0	1	0	$\Gamma_л$

Циркуляция скорости по контуру лопастей вращающегося колеса $\Gamma_л$ определяется из условия обтекания потоком заостренной выходной кромки лопасти. В точке сбега потока с контура лопасти при всех режимах течения относительная скорость должна быть равна нулю. Это условие, как будет показано ниже, позволяет определить значение $\Gamma_л$ в функции угловой скорости ω и подачи колеса Q.

Разложение потенциальной функции на составляющие. Решение уравнения Лапласа (2.103) на основании заданных граничных условий (2.105), (2.106), (2.107) и (2.108) может быть представлено в виде суммы частных решений
$$\varphi = Q\varphi_Q + \Gamma_1\varphi_{\Gamma 1} + \Gamma_л\varphi_{\Gamma л} + \omega\varphi_\omega, \qquad (2.109)$$
что может быть проверено непосредственно подстановкой. Каждая из функций φ_Q, $\varphi_{\Gamma 1}$, $\varphi_{\Gamma л}$ и φ_ω должна удовлетворять уравнению (2.102) и граничным условиям по табл. 2.

Из этой таблицы следует, что при заданных граничных условиях для составляющих функций уравнение (2.109) удовлетворяет граничным условиям (2. 105)—(2. 108). Таким образом, потенциальная функция скорости φ в области колеса представляет собой сумму составляющих потенциальных функций φ_Q, $\varphi_{\Gamma 1}$, $\varphi_{\Gamma л}$ и φ_ω. Составляющим потенциальным функциям может быть дана следующая трактовка:

φ_Q — потенциальная функция бесциркуляционного потока протекания в неподвижном колесе при $Q = 1$;

$\varphi_{\Gamma 1}$ — потенциальная функция потока обтекания неподвижного колеса с циркуляцией $\Gamma_1 = 1$;

$\varphi_{\Gamma л}$ — потенциальная функция чисто циркуляционного потока относительно лопастей неподвижного колеса при $\Gamma_л = 1$;

φ_ω — потенциальная функция абсолютной скорости покоящегося в бесконечности потока при вращении колеса с угловой скоростью $\omega = 1$.

Зависимость $\Gamma_л$ от подачи Q и угловой скорости колеса ω. Условия обтекания выходной кромки профиля лопасти требуют равенства нулю относительной скорости в точке заострения кромки ($w_2 = 0$) при всех режимах работы. Абсолютная скорость v_2 равна сумме относительной скорости w_2 и переносной u_2

$$\vec{v}_2 = \vec{w}_2 + \vec{u}_2 = \vec{u}_2. \quad (2.\ 110)$$

Проектируя скорость v_2 на направление радиуса r в цилиндрической системе координат, получим

$$v_{r2} = u_2 \cos(\widehat{r_2, u_2}) = 0, \quad (2.\ 111)$$

так как скорость u_2 нормальна радиусу.

Из выражений (2. 109) и (2. 111) имеем

$$v_{r2} = \left|\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right| = \left|Q\frac{\partial\varphi_Q}{\partial r} + \Gamma_1\frac{\partial\varphi_{\Gamma 1}}{\partial r} + \Gamma_л\frac{\partial\varphi_{\Gamma л}}{\partial r} + \omega\frac{\partial\varphi_\omega}{\partial r}\right| = 0. \quad (2.\ 112)$$

Из таблицы граничных условий для составляющих функций φ_Q, $\varphi_{\Gamma 1}$, $\varphi_{\Gamma л}$ и φ_ω следует, что они не зависят от режима работы колеса и всецело определяются геометрической формой области колеса. Поэтому частные производные от составляющих потенциальных функций по радиусу в выходной точке лопасти постоянны.

Обозначим

$$\left|\frac{\partial\varphi_Q}{\partial r}\right| = a; \quad \left|\frac{\partial\varphi_{\Gamma 1}}{\partial r}\right| = b; \quad \left|\frac{\partial\varphi_{\Gamma л}}{\partial r}\right| = c; \quad \left|\frac{\partial\varphi_\omega}{\partial r}\right| = d. \quad (2.\ 113)$$

Тогда по уравнению (2. 112) получим

$$aQ + b\Gamma_1 + c\Gamma_л + d\omega = 0. \quad (2.\ 114)$$

Решая уравнение (2. 114) относительно значения циркуляции по контуру профиля лопасти, имеем

$$\Gamma_л = -\frac{1}{c}(aQ + b\Gamma_1 + d\omega). \quad (2.\ 115)$$

Учитывая равенство (2. 108), получим

$$\Gamma_л = -\frac{a + bK}{c}Q - \frac{d}{c}\omega = a_1 Q + b_1\omega, \quad (2.\ 116)$$

где $a_1 = -\frac{a + bK}{c}$ и $b_1 = -\frac{d}{c}$ — постоянные коэффициенты.

Если при каком-либо режиме (например, расчетном) циркуляция $\Gamma_л$ по контуру профиля лопасти постоянна по всей ее ширине, то коэффициенты a_1 и b_1 постоянны для всей лопасти. Из уравнения (2. 116) следует, что циркуляция скорости по контуру лопасти $\Gamma_л$ является линейной функцией от подачи Q и угловой скорости колеса ω. Этот теоретический вывод, построенный на теории потенциального потока, может быть относительно легко экспериментально проверен для определенной проточной части машины. Такие исследования впервые были проведены применительно к насосам Всесоюзным научно-исследовательским институтом гидромашиностроения (ВИГМ). Границы сохранения линейной зависимости $\Gamma_л$ от производительности и числа оборотов, полученные экспериментально, позволяют по внешним характеристикам машины установить возможную область приложения теории безвихревого движения жидкости для исследования явлений в проточной части ее.

Как правило, в области, смежной с режимом оптимального к. п. д., линейная зависимость $\Gamma_л$ от Q и ω экспериментально подтверждается удовлетворительно. Это обстоятельство является важным экспериментальным обоснованием применения схемы безвихревого движения жидкости в теории лопастных машин.

17. Основные результаты исследования потока идеальной жидкости в колесе

Силовое взаимодействие лопастей колеса с потоком жидкости возможно, так как это вытекает из уравнения энергии в относительном движении только в том случае, если значение относительной скорости с всасывающей стороны лопастей больше, чем с напорной. Такое распределение относительных скоростей в канале колеса с кинематической точки зрения может быть наглядно объяснено разложением скорости потока на составляющие, как это было сделано в отношении потенциальной функции абсолютной скорости. Однако при потенциальном абсолютном течении относительный поток является вихревым, что легко показать.

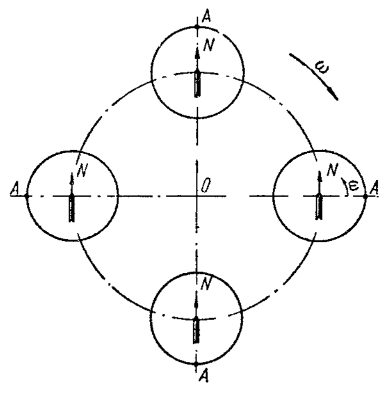


Рис. 35. Осевой вихрь переносного движения в круглом сосуде

Осевой вихрь в относительном движении. Определим вихрь относительной скорости w, принимая абсолютное движение безвихревым $\left(\text{rot}\ \vec{v} = 0\right)$

$$\text{rot}\ \vec{w} = \text{rot}\left(\vec{v} - \vec{u}\right) =$$

$$= \text{rot}\ \vec{v} - \text{rot}\ \vec{u} = -\text{rot}\ \vec{u}. \qquad (2.\ 117)$$

Отсюда, вихрь относительной скорости при потенциальном абсолютном движении равен вихрю переносной скорости с обратным знаком.

Как было показано выше (см. обобщенное уравнение энергии в относительном движении),

$$\text{rot}\ \vec{u} = 2\vec{\omega}, \qquad (2.\ 118)$$

т. е. вихрь переносной скорости равен удвоенному значению угловой скорости и направлен по оси вращения. Вихрь относительной скорости при потенциальном абсолютном движении

$$\text{rot}\ \vec{w} = -2\vec{\omega}. \qquad (2.\ 119)$$

Покажем наглядно возникновение осевого вихря в относительном движении. Рассмотрим движение идеальной жидкости, заполняющей круглый закрытый сосуд, который, в свою очередь, движется по круговой траектории относительно точки O (рис. 35). При движении сосуда абсолютное движение жидкости будет носить по инерции поступательный характер, что отмечено расположением стрелки N. Сосуд же, кроме поступательного движения, совершает поворот относительно своей оси, что вытекает из расположения отмеченной точки A. Сопоставляя положения конца стрелки N и отмеченной точки A, видим, что жидкость получает в относительном к сосуду движении вращение, обратное его переносному движению. Таким образом, безвихревое (поступательное) абсолютное движение является вихревым (вращательным) в относительном движении.

Переходя от простого движения в круглом сосуде к более сложному — в канале между лопастями рабочего колеса, получим в относительном движении вращение жидкости в сторону, обратную вращению колеса (рис. 36). Вихревое относительное движение жидкости в канале между лопастями колеса обладает скоростями, совпадающими по направлению с основным потоком с всасывающей стороны лопасти, и скоростями, обратными по направлению основному потоку — с напорной стороны лопасти. Осевой вихрь переносного движения, накладываясь на основной поток, приводит к повышению относительных скоростей на всасывающей стороне и к понижению их на напорной, содействуя распределению скоростей в канале колеса, необходимому для работы лопасти.

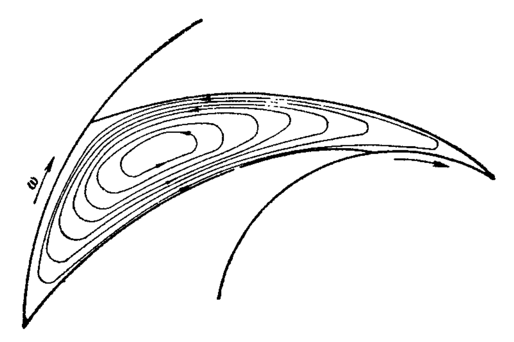


Рис. 36. Осевой вихрь переносного движения в канале лопастного колеса

Разложение поля относительных скоростей в лопастном колесе на составляющие. Полный кинематический анализ движения идеальной жидкости в лопастном колесе при различных режимах работы может быть произведен разложением поля скоростей на составляющие, каждая из которых пропорциональна подаче, циркуляции скорости и угловой скорости вращения. Определим абсолютную скорость v в области колеса, составляя градиент потенциальной функции φ. По уравнению (2. 109) имеем

$$\operatorname{grad}\varphi = Q\operatorname{grad}\varphi_Q + \Gamma_1\operatorname{grad}\varphi_{\Gamma 1} + \Gamma_л\operatorname{grad}\varphi_{\Gamma л} + \omega\operatorname{grad}\varphi_\omega, \tag{2. 120}$$

т. е. вектор абсолютной скорости равен геометрической сумме составляющих векторов

$$\vec{v} = Q\vec{v}_Q + \Gamma_1\vec{v}_{\Gamma 1} + \Gamma_л\vec{v}_{\Gamma л} + \omega\vec{v}_\omega, \tag{2. 121}$$

где $\vec{v}_Q$ — вектор скорости потока протекания в неподвижном колесе при подаче $Q = 1$ и $\Gamma_1 = 2\pi r_1 \vec{v}_{u1} = 0$, т. е. при окружной составляющей скорости до колеса v_{u1}, равной нулю;

$\vec{v}_{\Gamma 1}$ — вектор скорости потока протекания в неподвижном колесе при начальной циркуляции скорости до колеса $\Gamma_1 = 1$ и подаче $Q = 0$;

$\vec{v}_{\Gamma л}$ — вектор скорости чисто циркуляционного потока при циркуляции вокруг лопасти $\Gamma_л = 1$;

$\vec{v}_\omega$ — вектор скорости потока вытеснения, возникающего при вращении лопастного колеса с угловой скоростью $\omega = 1$ в неподвижной в бесконечности жидкости.

Комбинируя величины Q и Γ_1 и суммируя первые два члена уравнения (2. 121), можно получить скорости потока протекания, любым образом направленного по отношению к лопастям.

Вектор относительной скорости $\vec{w}$ может быть получен как разность абсолютной и переносной скоростей

$$\vec{w} = \vec{v} - \vec{u} = Q\vec{v}_Q + \Gamma_1\vec{v}_{\Gamma 1} + \Gamma_л\vec{v}_{\Gamma л} + \omega\vec{v}_\omega - \vec{u}. \tag{2. 122}$$

Вектор переносной скорости в заданной точке пропорционален угловой скорости ω.

Придавая Q, Γ_1, $\Gamma_л$ и ω различные значения, можно при известных значениях $\vec{v}_Q$, $\vec{v}_{\Gamma 1}$, $\vec{v}_{\Gamma л}$ и $\vec{v}_\omega$ получить поле относительных скоростей в лопастном колесе при любых режимах работы. Отсюда, полное решение задачи о движении идеальной жидкости в лопастном колесе при всех возможных режимах требует нахождения четырех потенциальных функций (φ_Q, $\varphi_{\Gamma 1}$, $\varphi_{\Gamma л}$ и φ_ω) по граничным условиям (табл. 2). Для потока реальной жидкости независимыми переменными являются только Q, Γ_1 и ω, так как значение $\Gamma_л$ определяется функционально от этих величин [см. уравнение (2. 115)] условиями обтекания выходной заостренной кромки лопасти.

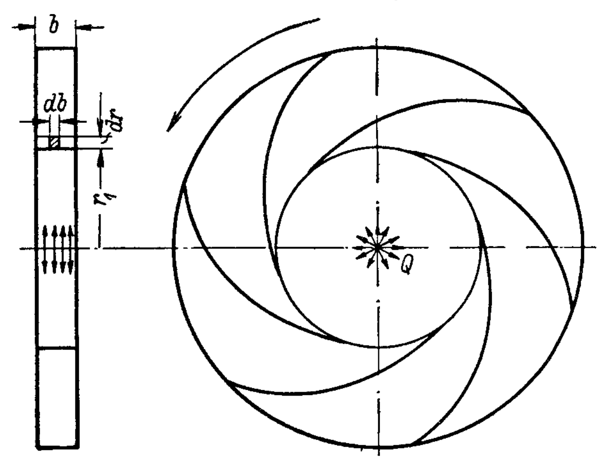


Рис. 37. Схема центробежного колеса с плоскопараллельными стенками и цилиндрическими лопастями

Решение уравнения (2. 103) для определения потенциальных функций φ_Q, $\varphi_{\Gamma 1}$, $\varphi_{\Gamma л}$ и φ_ω по заданным граничным условиям (задача Неймана) в общем случае трехмерной задачи встречается в настоящее время с еще не разрешенными трудностями. В целях получения наглядного представления о формах движения для отдельных составляющих поля скоростей использовали упрощенную теоретическую модель лопастного колеса, переходя от задачи трехмерной к задаче плоской — двухмерной. Для центробежного лопастного колеса такой теоретической моделью является колесо с плоскопараллельными стенками и цилиндрическими (с образующими, параллельными оси) лопастями (рис. 37). Переход к плоской задаче позволяет применить теорию аналитических функций комплексного переменного для определения потенциальной функции в замкнутой области по значению нормальной производной на ее границах.

На рис. 38 и 40 представлена принципиальная картина линий тока для потока протекания в прямой и круговой решетках лопастей. На рис. 39 и 41 дана картина тока для чисто циркуляционного потока.

Обособленно стоит задача обтекания вращающейся круговой решетки. Она менее проработана. Мы находим ее решение для частного случая бесконечно тонких лопастей, очерченных по логарифмической спирали [84]. Однако это решение сложно по своему существу и вычислению. Решение этой задачи может быть найдено экспериментально методом аналогии с прогибом мембраны, опирающейся на контур лопастей и подверженной одностороннему давлению [84]. На рис. 42 даны линии тока в потоке вытеснения при вращении лопастного колеса в неподвижной в бесконечности жидкости (даны мгновенные линии тока неустановившегося абсолютного течения). На рис. 43 изображены линии тока в потоке вытеснения для относительного движения.

Из расположения линий тока в относительном потоке вытеснения (поток осевого вихря) и в циркуляционном потоке видно, что как осевой вихрь,

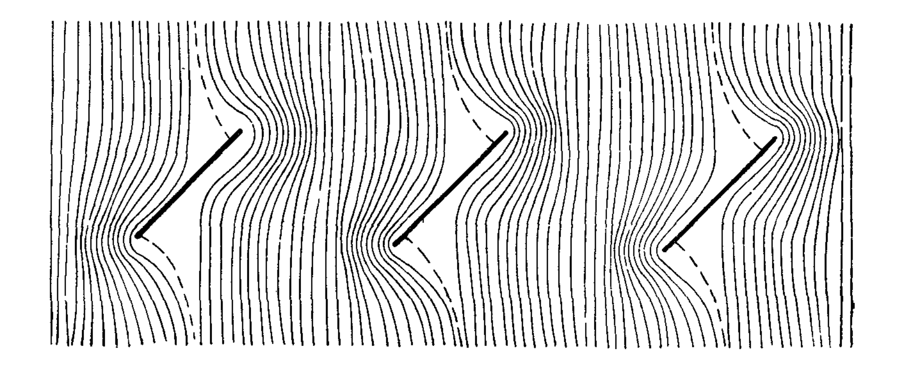


Рис. 38. Поток протекания в прямой решетке

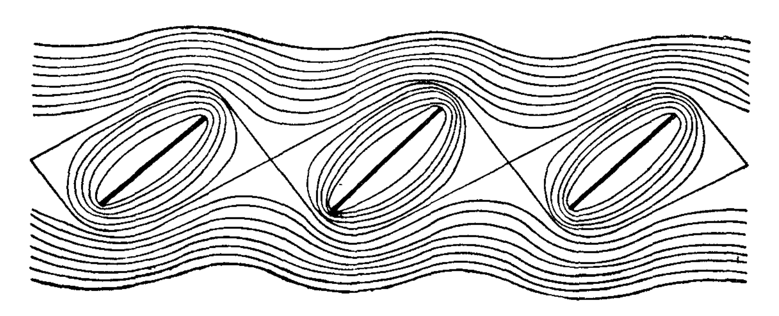


Рис. 39. Циркуляционный поток в прямой решетке

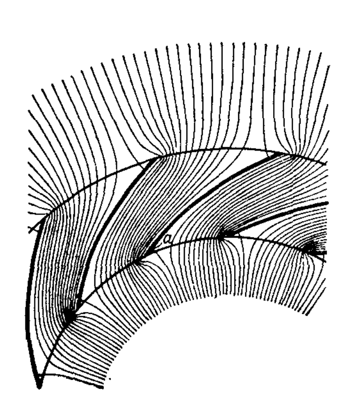


Рис. 40. Поток протекания в круговой решетке

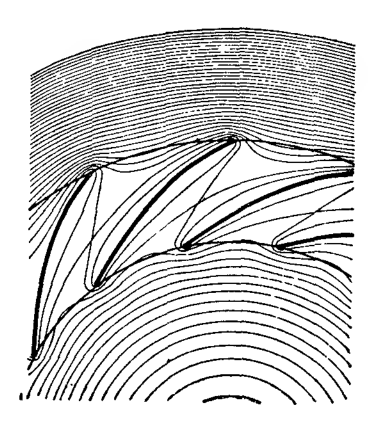


Рис. 41. Циркуляционный поток в круговой решетке

так и циркуляционный поток ведут к повышению скоростей на всасывающей стороне лопасти и понижению на напорной стороне.

Суммируя скорости составляющих потоков: протекания, циркуляционного и осевого вихря, — получим скорости результирующего относительного потока (рис. 44). При уменьшении подачи Q составляющие скоростей

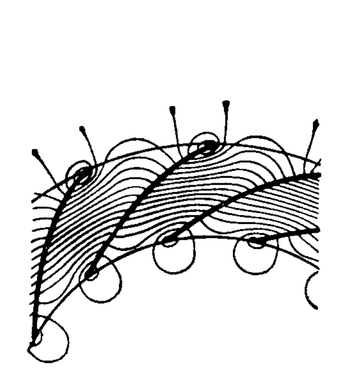


Рис. 42. Мгновенная картина линий тока абсолютного потока вытеснения (колесо вращается с угловой скоростью ω в неподвижной воде)

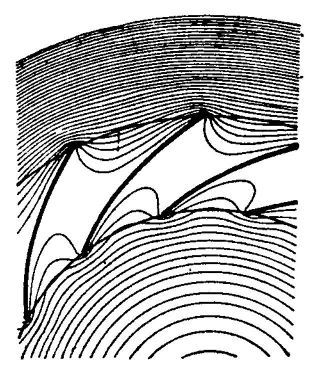


Рис. 43. Поток вытеснения в относительном движении

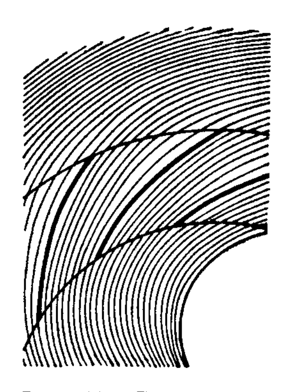


Рис. 44. Линии тока в относительном движении при нормальной подаче

циркуляционного потока и потока вытеснения, обратные по направлению на напорной стороне лопасти, могут превзойти скорость потока протекания, отчего возникнет противоток (рис. 45). Для устранения возможности возникновения противотока интенсивность потока протекания должна быть достаточно велика по сравнению с циркуляционным потоком и потоком вытеснения, что приходится учитывать при расчете лопастных колес центробежных машин. Относительное течение при нулевой подаче дано на рис. 46.

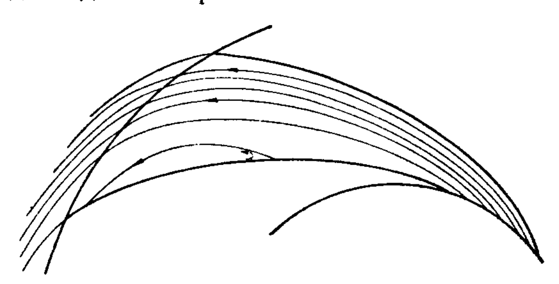


Рис. 45. Линии тока в относительном движении при малой подаче



Рис. 46. Линии тока при нулевой подаче

Изложенное показывает, что теория потенциального движения идеальной жидкости позволяет исследовать поле скоростей в области колеса. Однако движение реальной вязкой жидкости протекает достаточно сходно с потоком идеальной жидкости лишь в случае конфузорного потока — потока с нарастающими скоростями. В случае потока с падающими скоростями явления, связанные с вязкостью жидкости, могут существенно изменить картину течения [84, 85]. Сильно влиять на действительную

картину течения реальной жидкости могут также явления на торцовых границах лопасти (концевые явления). Разложение потока на составляющие имеет теоретическое значение, так как при этом выявляются факторы, определяющие форму потока идеальной жидкости.

18. Связь теории и опыта лопастных гидравлических и компрессорных машин

В пределах настоящей работы целесообразно установить связь между теорией гидромашин — насосов и турбин — и лопастных компрессорных машин — вентиляторов, воздуходувок и компрессоров. Для этого определим влияние сжимаемости газа на величину динамического давления и плотность, что позволит одновременно установить возможность механического моделирования капельной жидкости газом.

Испытания гидравлических машин воздухом вместо воды иногда создают существенные преимущества.

Уравнение энергии при адиабатическом процессе. Интегрирование уравнения Бернулли (2. 68) для идеального газа требует установления зависимости плотности ϱ от давления p. При быстром движении потока газа в лопастных машинах возможность теплообмена с внешней средой путем теплопроводности очень невелика. Поэтому процессы расширения и сжатия газа, связанные с изменением давления при движении частицы вдоль трубки тока, происходят практически без обмена тепла с внешней средой, т. е. являются, с технически достаточной точностью, адиабатическими.

В реальном газе газодинамические потери трения, преобразуясь в тепло внутри самого потока, приводят к некоторому отступлению от адиабатического процесса. При решении рассматриваемой задачи это обстоятельство не будем принимать во внимание.

Адиабатический процесс определяется уравнением

$$pv^k = \text{const}, \tag{2. 123}$$

где v — удельный объем среды;

k — показатель адиабаты.

Обозначая начальные состояния газа индексом 1 и выражая удельный объем v через плотность ϱ, уравнение адиабатического процесса можно представить в виде

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_1}\right)^k. \tag{2. 124}$$

Подставляя значение ϱ через p из равенства (2. 124) в уравнение Бернулли (2. 68), имеем

$$gz + \frac{v^2}{2} + \int\limits_{p_1}^{p} \frac{dp}{\varrho_1\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}} = gz_1 + \frac{v_1^2}{2}.$$

Интегрируя, получим уравнение Бернулли при адиабатическом процессе

$$\frac{k}{k-1}\cdot\frac{p_1}{\varrho_1}\left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right] + \frac{v^2 - v_1^2}{2} + g(z - z_1) = 0. \tag{2. 125}$$

В реальных условиях движения газа в машинах изменения давления за счет величины $g(z_2 - z_1)$, связанные со статическим распределением давлений, столь незначительны, что ими можно пренебречь.

Влияние сжимаемости на величину динамического давления. Для выяснения влияния сжимаемости на величину динамического давления определим повышение давления в потоке при полном его затормаживании, т. е. скорость v, соответствующую давлению p, примем равной нулю.

Из уравнения (2. 125) при $v = 0$ имеем

$$\frac{v_1^2}{2} = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{\varrho_1} \left[\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (2.126)$$

Напомним, что скорость распространения звука в сплошной среде

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\varrho}} = \sqrt{k \frac{p}{\varrho}}. \quad (2.127)$$

Тогда из выражений (2. 126) и (2. 127) получим

$$\left(\frac{v_1}{a} \right)^2 = \frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (2.128)$$

Обозначая $\frac{v_1}{a}$ числом M, решаем уравнение (2. 128) относительно $\frac{p}{p_1}$

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{k-1}{2} M^2 + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.129)$$

Динамическое повышение давления в заторможенном потоке

$$\Delta p_d = p - p_1 = p_1 \left[\left(\frac{k-1}{2} M^2 + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right]. \quad (2.130)$$

Для малых значений M, т. е. скоростей потока, незначительных по сравнению со скоростью распространения звука в той же среде, разложим $\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}$ в ряд.

Имеем

$$\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} = 1 + \frac{k}{2} M^2 + \frac{k}{8} M^4 + \cdots \quad (2.131)$$

Подставляя выражение (2. 131) в (2. 130), имеем

$$\Delta p_d = p_1 \left[\frac{k}{2} M^2 + \frac{k}{8} M^4 + \cdots \right] \approx \frac{p_1 k}{2} M^2 \left(1 + \frac{M^2}{4} \right) =$$

$$= p_1 \frac{k}{2} \cdot \frac{v_1^2}{k \frac{p_1}{\varrho_1}} \left(1 + \frac{M^2}{4} \right) = \varrho_1 \frac{v_1^2}{2} \left(1 + \frac{M^2}{4} \right). \quad (2.132)$$

Повышение давления в заторможенном потоке несжимаемой среды равно $\varrho_1 \frac{v_1^2}{2}$. Поправка в динамическом повышении давления на 1% соответствует значению $M = \sqrt{0,04} = 0,2$. Для воздуха при $t = 15°$ скорость звука $a = 340$ *м/сек*. Отсюда значение $v_1 = M_a = 0,2 \cdot 340 = 68$ *м/сек*. При скорости $v_1 = 100$ *м/сек* $M = \frac{100}{340} = 0,295$; поправка в величине Δp_d составит 2,2%.

Влияние сжимаемости на плотность. Из выражения (2. 124) имеем

$$\varrho = \varrho_1 \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (2.133)$$

Подставляя $\frac{p}{p_1}$ из выражения (2. 129), найдем

$$\varrho = \varrho_1 \left(\frac{k-1}{2} \mathrm{M}^2 + 1 \right)^{\frac{1}{k-1}}. \tag{2.134}$$

Разлагая $\left(1 + \frac{k-1}{2} \mathrm{M}^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$ в ряд, получим

$$\varrho \approx \varrho_1 \left(1 + \frac{\mathrm{M}^2}{2}\right).$$

Отсюда поправка в значении плотности на 1% соответствует для воздуха начальной скорости

$$v_1 = 340 \sqrt{0{,}02} \approx 48 \text{ м/сек}.$$

При скорости $v_1 = 100$ *м/сек* эта поправка составит $\frac{0{,}295^2}{2} = 0{,}043 = 4{,}3\%$. Таким образом, влияние сжимаемости на плотность в два раза превосходит влияние сжимаемости на динамическое повышение давления Δp_d.

Связь теории и опыта лопастных гидравлических и компрессорных машин. Проведенное исследование влияния сжимаемости на величину динамического давления и плотности в потоке воздуха показывает, что при скоростях до 70 *м/сек* технически воздух может рассматриваться как несжимаемая жидкость — поправка в величине динамического давления не превосходит 1%. При скоростях потока воздуха до 100 *м/сек* эта поправка также еще не велика — не превосходит 2,2%, что при расчетах может быть легко учтено. В этих границах скорости поток воздуха (газа) подчиняется всем законам движения несжимаемой жидкости.

В вентиляторах скорость потока воздуха редко превосходит 70—80 *м/сек*. Это указывает на отсутствие принципиальной разницы теории лопастных вентиляторов и насосов. Опыт и методы расчета, оправдавшие себя в насосостроении, могут быть успешно перенесены в область вентиляторостроения, и наоборот. Различия в методах расчета насосов и вентиляторов могут иметь место лишь в связи с особенностями конструктивного исполнения элементов проточной части этих машин. Малая по сравнению с водой плотность воздуха приводит к принципиальным изменениям в соотношении гидродинамических и центробежных сил, действующих в рабочем колесе. Это существенно сказывается на конструкции колеса и, в частности, на решении вопросов прочности. Последнее приводит к существенным различиям конструкций корпусов насосов и вентиляторов.

Опыт и методы расчета осевых компрессоров дозвукового типа могут успешно использоваться при проектировании осевых насосов.

Широкие технические возможности открывают применение воздуха в качестве рабочего тела при лабораторных исследованиях гидравлических машин.

Методы аэродинамических исследований гидравлических машин за последнее время получили широкое распространение [82]. Удельный вес воздуха при атмосферных условиях примерно в 800 раз меньше, чем у воды. Соответственно снижаются мощности, необходимые для привода моделей гидромашин. Это одно уже свидетельствует о существенных преимуществах, которые дает применение воздуха при лабораторных исследованиях моделей гидромашин. Имеются, однако, и другие преимущества. В то же время очевидно, что не все виды испытаний гидромашин могут быть проведены на воздухе. Особенно удобен воздух

в качестве рабочего тела для исследования поля скоростей в проточной части машины. Достаточно точное определение к. п. д. модели при испытании на воздухе встречает трудности из-за повышения доли механических потерь.

19. Условия механического подобия явлений в насосах и методы моделирования

Выше были рассмотрены основы теории движения идеальной жидкости в лопастных машинах. Схема идеальной жидкости является основой для построения большей части расчетов элементов проточной части гидравлических машин. Все же она далеко не удовлетворяет всем потребностям теории гидравлических машин. Вопросы теории потерь в насосах, основные предпосылки, определяющие форму движения идеальной жидкости (постулат Чаплыгина, вихревая система в теории крыла конечного размаха), не могут быть рассмотрены без привлечения механики вязкой жидкости. Во многих случаях формы движения для реальной и идеальной жидкостей значительно различаются. Особенно это имеет место в условиях появления отрыва потока от обтекаемых поверхностей. В то же время задачи движения реальной жидкости в проточной части гидравлических машин математически столь сложны, что до настоящего времени не находят решения. Все это приводит к необходимости широкого привлечения эксперимента к развитию вопросов теории и методов расчета гидравлических машин.

Правильная постановка эксперимента и обобщение результатов его невозможны без рассмотрения вопросов механического подобия явлений. Выше (п. 7) нами уже рассматривались основные вопросы механического подобия явлений в насосах на основе методов размерности. Ввиду особой важности вопросов о механическом подобии для развития теории и методов экспериментального исследования гидравлических машин остановимся вновь на рассмотрении условий подобия и методов моделирования. Определим условия механического подобия из уравнений движения вязкой жидкости в безразмерной форме.

Уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости в безразмерной форме. Движение вязкой несжимаемой жидкости определяется известной системой двух уравнений: общим уравнением динамики вязкой жидкости

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{v} \cdot \nabla\right) \vec{v} = \vec{F} - \frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \vec{v} \qquad (2.135)$$

и уравнением неразрывности

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0. \qquad (2.136)$$

Уравнение (2. 135) носит название уравнения Стокса. Оно отличается от уравнения Эйлера для идеальной жидкости наличием члена $\nu \nabla^2 \vec{v}$, где ν — кинематический коэффициент вязкости. Для турбулентного движения, с которым в преобладающем числе случаев приходится иметь дело в гидромашиностроении, уравнения (2. 135) и (2. 136) нужно понимать как уравнения осредненного турбулентного движения, только коэффициент ν в этом случае будет представлять собой сумму кинематического коэффициента вязкости молекулярного трения и кинематического коэффициента турбулентной вязкости. Кинематический коэффициент вязкости молекулярного трения, характерный для ламинарного течения, является физической константой жидкости, независящей от формы движения. Кинематический коэффициент турбулентной вязкости, наоборот, является переменной величиной даже по сечению потока: у стенки он становится равным

нулю, а в средней части потока возрастает, и его значение начинает существенно превалировать над значением молекулярной вязкости. Все это указывает на то, что распространение уравнения (2. 135) на турбулентное течение не может претендовать на строгость и носит в известной мере эмпирический характер.

Приведем уравнение движения (2. 135) к безразмерной форме. Для этого размерные величины, входящие в это уравнение, представим как произведения некоторого размерного масштабного множителя на безразмерный параметр

$$t = Tt'; \quad \vec{l} = L\vec{l}'; \quad \vec{v} = V\vec{v}' \text{ и } p = Pp'. \tag{2. 137}$$

Здесь T, L, V и P — масштабы соответственно времени, длины, скорости и давления;

t' и p' — безразмерные параметры, характеризующие относительную величину времени и давления;

$\vec{l}'$ и $\vec{v}'$ — векторы, характеризующие относительную величину и направление радиуса вектора и скорости.

Вектор массовой силы $\vec{F}$ в данном случае будем считать равным ускорению силы тяжести

$$\vec{F} = g\vec{k}, \tag{2. 138}$$

где $\vec{k}$ — единичный вектор в направлении вертикальной оси z.

Операция grad соответствует умножению на символический дифференциальный оператор

$$\text{grad} = \nabla = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}. \tag{2. 139}$$

Оператор Лапласа

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}\vec{i} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\vec{j} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\vec{k}. \tag{2. 140}$$

Уравнение движения (2. 135) в безразмерной форме, учитывая выражения (2. 137), (2. 138), (2. 139) и (2. 140), принимает вид

$$\frac{V}{T}\cdot\frac{\partial\vec{v}'}{\partial t'} + \frac{V^2}{L}\left(\vec{v}'\cdot\nabla\right)\vec{v}' = g\vec{k} - \frac{P}{\varrho L}\,\text{grad}\,p' + \frac{\nu V}{L^2}\nabla^2\vec{v}'. \tag{2. 141}$$

Произведя деление всех членов уравнения (2. 141) на $\frac{V^2}{L}$, получим

$$\frac{L}{TV}\cdot\frac{\partial\vec{v}'}{\partial t} + \left(\vec{v}'\cdot\nabla\right)\vec{v}' = \frac{gL}{V^2}\vec{k} - \frac{P}{\varrho V^2}\,\text{grad}\,p' + \frac{\nu}{LV}\nabla^2\vec{v}'. \tag{2. 142}$$

Критерии динамического подобия. Коэффициенты в уравнении (2. 142) представляют собой безразмерные независимые комбинации

$$\frac{L}{TV} = \text{Sh}; \quad \frac{P}{\varrho V^2} = \text{Eu}; \quad \frac{VL}{\nu} = \text{Re}; \quad \frac{V^2}{gL} = \text{Fr}. \tag{2. 143}$$

Отбрасывая в уравнении (2. 142) значок при безразмерных параметрах и учитывая выражения (2. 143), найдем окончательное выражение для уравнения движения в безразмерной форме

$$\text{Sh}\,\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{v}\cdot\nabla\right)\vec{v} = \frac{1}{\text{Fr}}\vec{k} - \text{Eu}\,\text{grad}\,p + \frac{1}{\text{Re}}\nabla^2\vec{v}. \tag{2. 144}$$

Безразмерные величины (2. 143), входящие в уравнение движения вязкой жидкости (2. 144) в качестве коэффициентов, носят название критериев динамического подобия. При одинаковом значении критериев подобия

$$Sh = idem; \quad Eu = idem; \quad Re = idem; \quad Fr = idem \tag{2. 145}$$

явления движения реальной жидкости сравниваемых потоков описываются одинаковыми дифференциальными уравнениями.

Условия механического подобия движения жидкости. Для обеспечения условий подобия самих явлений необходимо соблюсти подобие граничных и начальных условий, определяющих собой решение уравнений (2. 144) и (2. 136); последнее в безразмерной форме сохраняет свой вид.

При решении задачи о движении жидкости область должна быть замкнутой. Только в этом случае задача становится математически определенной. В понятие границ области должны, следовательно, входить не только обтекаемые поверхности, но и контрольные сечения потока при входе в область и выходе из нее.

Подобие граничных условий требует: а) геометрического подобия формы обтекаемой поверхности; б) подобия поля давлений и скоростей по контрольным сечениям потока при входе в область и выходе из нее.

Геометрическое подобие формы поверхности должно учитывать, помимо подобия общей формы поверхности, понятие о подобии состояния поверхности — условие равенства относительной шероховатости.

Условие подобия поля скоростей по контрольным сечениям потока носит название кинематического подобия. Подобие начальных условий необходимо принимать во внимание только для переходных процессов.

Следовательно, механическое подобие движения жидкости обеспечивается при выполнении трех условий:

1) геометрического подобия границ области, включая относительную шероховатость стенок;

2) кинематического подобия по сечениям потока при входе и выходе из области;

3) наличия динамического подобия (2. 145).

Условия механического подобия при движении жидкости в гидравлических машинах. В гидравлических машинах движение жидкости происходит в области с фиксированной формой границ: нет свободных поверхностей жидкости, меняющих во времени свою форму. В этих условиях поле гидростатических давлений является стационарным. Это обстоятельство позволяет упростить уравнение движения жидкости (2. 135); соответственно уменьшается число критериев динамического подобия. Наличие потенциальной функции π (2. 59) сил тяжести позволяет представить уравнение (2. 135) в виде

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\operatorname{grad}\left(gz + \frac{p}{\varrho}\right) + \nu\nabla^2\vec{v}. \tag{2. 146}$$

Поле гидростатических давлений p_{cm} определяется условием равновесия жидкости

$$\frac{p_{cm}}{\varrho} + gz = \frac{p_0}{\varrho} + gz_0 = \text{const}, \tag{2. 147}$$

где p_0 и z_0 — заданные по условиям задачи давление и отметка в некоторой характерной для области движения точке.

Представим полное значение давления p в потоке как сумму статического p_{cm} и динамического $p_д$ давлений

$$p = p_{cm} + p_д.$$

Динамическая составляющая давления p_∂ представляет собой те изменения в значении давления, которые вызваны движением жидкости.

Учитывая указанное разложение давления и выражение (2. 147), представим уравнение (2. 146) в виде

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\operatorname{grad}\left(gz + \frac{p_{cm}}{\varrho} + \frac{p_\partial}{\varrho}\right) + \nu\nabla^2\vec{v} =$$

$$= -\operatorname{grad}\left(gz_0 + \frac{p_0}{\varrho} + \frac{p_\partial}{\varrho}\right) + \nu\nabla^2\vec{v}. \qquad (2.148)$$

Принимая во внимание, что $gz_0 + \frac{p_0}{\varrho} = \text{const}$, получим

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\varrho}\operatorname{grad} p + \nu\nabla^2\vec{v}. \qquad (2.149)$$

В уравнении (2. 149) p обозначает только динамическую составляющую давления. В рассматриваемом случае движение не зависит от силы тяжести, как это видно из уравнения движения (2. 149). Уравнение движения (2. 149) в безразмерной форме принимает вид

$$\text{Sh}\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\text{Eu} \operatorname{grad} p + \frac{1}{\text{Re}}\nabla^2\vec{v}. \qquad (2.150)$$

Когда в области движения отсутствуют свободные поверхности, поле гидростатических давлений уравновешивает действие на жидкость силы тяжести и отпадает условие для обеспечения динамического подобия $\text{Fr} = \text{idem}$. При моделировании движения жидкости в проточной части гидравлических машин критерий Фруда не входит в условия динамического подобия.

Рассмотрим движение жидкости в проточной части гидравлической машины, когда исключена возможность возникновения кавитации [65]. В этом случае величина абсолютного давления в области движения жидкости не сказывается на динамике потока, что следует из уравнения (2. 150), и выбор в качестве масштаба абсолютного давления P для величины динамической составляющей давления нецелесообразен. Примем в этом случае в качестве масштаба для динамического давления величину

$$P = \varrho\frac{V^2}{2},$$

где V — масштаб скорости потока.

Критерий Эйлера при этом, как видно из уравнения (2. 143), обращается в число 2 и перестает играть роль независимого комплекса, определяющего условия динамического подобия. Следовательно, в важнейшем для приложений в области гидромашиностроения случае движения при сплошном заполнении всей области и отсутствии возможности возникновения кавитационных явлений динамическими критериями подобия являются только числа Sh и Re.

Покажем, что $\text{Sh} = \frac{L}{TV}$ выражает применительно к движению жидкости в гидравлических машинах условие подобия режимов. Действительно, принимая в качестве масштаба времени период одного оборота $T = \frac{60}{n}$, в качестве масштаба скорости — скорость входа потока

в колесо $V = \frac{4Q}{\pi D^2}$, в качестве масштаба длины — диаметр входа в колесо $L = D$, получим

$$\mathrm{Sh} = \frac{\pi D n D^2}{60 \cdot 4Q} = \mathrm{const}\, D^3 \frac{n}{Q}. \qquad (2.151)$$

Для обеспечения условия Sh = idem получим выражение

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^3 \frac{n_1}{n_2} = \lambda^3 \frac{n_1}{n_2}. \qquad (2.152)$$

Здесь индексами 1 и 2 обозначены параметры соответственно натуры и модели, совпадающие с уравнением (1. 22).

Влияние комплекса Re на движение жидкости в гидравлических машинах в широкой области значений весьма незначительно. При $\mathrm{Re} > 10^5$ течение происходит в области автомодельности, в которой весьма значительные изменения Re не сказываются на форме движения жидкости и величине коэффициента возникающих сопротивлений.

При моделировании рабочего процесса гидравлических машин условиями механического подобия на основе изложенного являются.

1. Обеспечение условий автомодельности явления, т. е. $\mathrm{Re} > 10^5$.

2. Геометрическое подобие формы проточной части модели и натуры, включая относительную шероховатость стенок.

3. Подобие поля скоростей по сечениям потока при входе в машину и выходе из нее.

Легко видеть, что выполнение всех условий динамического подобия (2. 145) на модели одновременно неосуществимо. Но, как было показано, в этом нет необходимости.

При необходимости моделирования явления движения жидкости в канале со свободной поверхностью или в других элементах системы, где имеется свободная поверхность, необходимо выполнение условия Fr = = idem, т. е. условие равенства критерия Фруда на модели и натуре. Это влечет за собой часто нежелательное понижение значения числа Re, ведущее к выходу системы из области автомодельности. Достаточные данные, характеризующие явление в целом, могут быть получены по результатам двух групп опытов: с выполнением условия автомодельности процесса и нарушением условия Fr = idem и с выполнением условия Fr = = idem, но с выходом из области автомодельности.

ГЛАВА 3

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ЦЕНТРОБЕЖНОГО ЛОПАСТНОГО КОЛЕСА

20. Схема бесконечного числа лопастей

Задачи элементарной теории. Лопастное колесо является основным элементом насоса и в значительной мере предопределяет всю его конструкцию. Поэтому теория лопастного колеса занимает ведущее место в теории насосов. Основное уравнение лопастных машин (2. 39) позволяет свести задачу по определению напора лопастного колеса к определению приращения момента количества движения потока жидкости в колесе, т. е. свести задачу динамическую к кинематической. Но основное уравнение не устанавливает связи между формой и размерами лопастного колеса, с одной стороны, и создаваемым им изменением момента количества движения потока — с другой. Кинематическое исследование потока идеальной жидкости в области колеса на основе уравнений гидродинамики приводит в общем случае (п. 17) к неразрешенным до настоящего времени задачам. Движение реальной жидкости в области колеса в еще меньшей степени доступно исследованию теоретическим путем. Поэтому изучение движения жидкости в колесе производится на основе упрощенных теоретических схем явления с последующей корректировкой полученных результатов данными опыта. При расчете проточной части колес с часто расположенными лопастями (так, что между ними образуются каналы достаточной длины по сравнению с размерами поперечного сечения) основываются на элементарной струйной теории. Для расчета колес с редко расположенными лопастями, когда можно в первом приближении пренебречь их взаимным влиянием, допустимо использование теории и опыта обтекания единичного профиля. Таким образом, существуют две элементарные теории. Пригодность той или иной из них для расчета лопастного колеса определяется относительной величиной поправки на несоответствие результатов расчета данным опыта, а также устойчивостью значения поправки. Если теория удерживает главнейшие черты реального явления, то она является основанием для накопления и обобщения данных опыта.

Элементарная струйная теория. Элементарная струйная теория центробежных машин была создана в России. Ее творцом является знаменитый математик и механик Леонард Эйлер (1707—1783 гг.), член Петербургской Академии наук.

Струйная теория [118] до настоящего времени является основной теоретической схемой при расчетах центробежных машин. Следует

заметить, что в XVIII в., во времена Эйлера, центробежные гидравлические машины значительно больше соответствовали по своей конструкции струйной теории, чем в настоящее время. В некоторых из них каналы рабочего колеса представляли собой отдельные трубки (сегнерово колесо), в других — длина канала значительно превосходила расстояние между отдельными лопастями колеса. Таким образом, траектория движения частиц жидкости в колесе достаточно точно определялась формой канала, и результаты опыта давали удовлетворительное совпадение с данными расчета.

Промышленного значения центробежные машины до начала XX в. не получили, и теория, созданная Эйлером, не находила широкого применения.

Появление электромоторов и паровых турбин в качестве двигателей с большим числом оборотов создало благоприятные условия для развития центробежных насосов. Однако вскоре опыт показал целесообразность изменения соотношений между длиной и шириной канала колеса в сторону уменьшения длины, и струйная теория стала в меньшей мере соответствовать реальному объекту, так как кинематическая характеристика потока сильно усложнилась. В этих условиях при отсутствии более совершенной теории применение элементарной струйной теории вызвало необходимость в значительном упрощении реальной картины движения жидкости и привело к теоретической схеме колеса с бесконечным числом бесконечно тонких лопастей. С целью обеспечения удовлетворительного согласования теории с данными опыта расчеты по схеме с бесконечным числом лопастей потребовали корректировки на конечное число лопастей. Это обстоятельство послужило толчком для ряда работ по созданию гидромеханической теории лопастного колеса центробежного насоса с конечным числом лопастей [85].

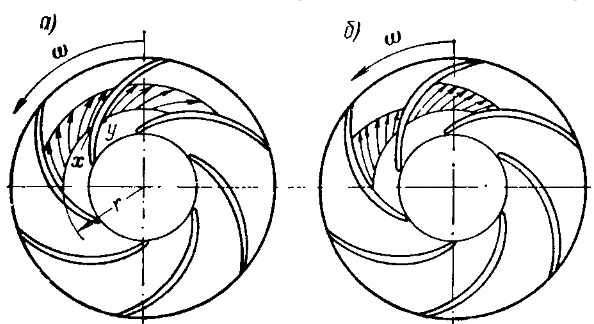


Рис. 47. Схема распределения относительных скоростей в канале колеса: *а* — при бесконечном; *б* — при конечном числе лопастей

Схема бесконечного числа лопастей. Движение жидкости в канале между лопастями центробежного колеса при достаточно большом их числе и незначительной ширине колеса приближенно может рассматриваться как струйное; при этом величина среднего значения относительной скорости для каждого сечения может быть определена из уравнения неразрывности, а ее направление — касательной к средней линии канала. При переходе к бесконечно большому числу бесконечно тонких лопастей поток в области колеса становится осесимметричным (рис. 47, *а*), и относительная скорость, величина которой определяется уравнением неразрывности уже для каждой точки области, оказывается направленной по касательной к поверхности лопастей в рассматриваемой точке. Таким образом, схема бесконечного числа лопастей создает элементарное представление о кинематике потока в области колеса и позволяет решить задачу по определению возмущения, вызываемого колесом в потоке, и следовательно, напора колеса.

Действительное распределение относительных скоростей в канале колеса конечных размеров (п. 14) не может быть осесимметричным вслед-

ствие наличия силового взаимодействия между лопастью и потоком. Скорости с всасывающей стороны лопасти должны быть больше, чем с напорной (рис. 47, *б*). Напор лопастного колеса H_∞, рассчитанный по схеме бесконечного числа лопастей, не совпадает достаточно точно с опытным значением теоретического напора H_m. Однако различие между H_∞ и H_m, пока лопасти расположены достаточно часто и можно говорить о наличии каналов между ними, не очень значительно и может быть учтено специальной поправкой на несоответствие расчетной схемы реальному явлению

$$H_\infty = (1 + p)\, H_m, \tag{3.1}$$

где p — поправочный коэффициент на конечное число лопастей.

Исключительная простота расчета по элементарной теории, согласно схеме бесконечного числа лопастей, с последующей поправкой на их конечное число делает этот метод и ныне наиболее распространенным применительно к густым решеткам. Богатый опытный материал полностью подтверждает целесообразность данного метода расчета.

21. Планы скоростей

Произвольная точка внутри колеса. Положим, что заданы геометрические размеры колеса (рис. 48), объемная подача Q_1' и число оборотов n. Рассмотрим первоначально случай, когда ширина канала колеса b в меридианном сечении невелика по сравнению с длиной, так что изменением

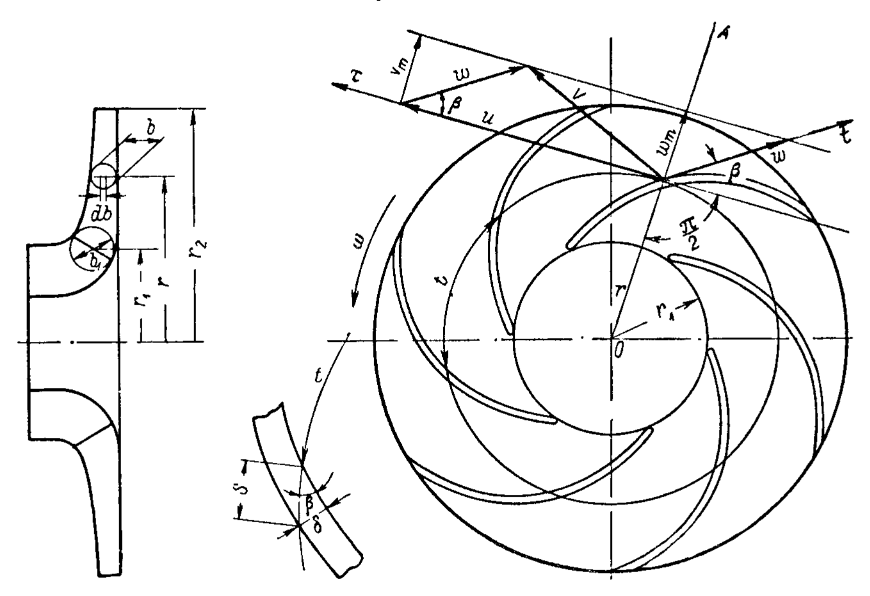


Рис. 48. Построение плана скоростей в произвольной точке области колеса

скоростей по ширине канала можно пренебречь. Это имеет место в центробежных колесах малой быстроходности. Определим, пользуясь схемой бесконечного числа лопастей, величину и направление относительной скорости в некоторой точке на окружности радиуса r. Относительная скорость в этом случае направлена по касательной к поверхности лопасти. Для определения величины относительной скорости воспользуемся уравнением неразрывности, составим его для сечения потока поверхностью вращения с образующей, нормальной к меридианным составляющим

скоростей потока w_m. Величину этого сечения, за вычетом части, занятой толщиной лопастей, обозначим через f_m. Тогда

$$w_m = \frac{Q_1'}{f_m}. \qquad (3.2)$$

Учитывая коэффициентом K стеснение сечения телом лопастей, получим

$$f_m = \frac{2\pi rb}{K}. \qquad (3.3)$$

Переносная скорость в рассматриваемой точке равна окружной скорости колеса

$$u = \omega r = \frac{\pi n}{30} r \qquad (3.4)$$

и направлена по касательной τ к окружности радиуса r в сторону вращения.

Меридианная составляющая w_m относительной скорости равна по формуле (2. 3) меридианной составляющей абсолютной скорости v_m, лежит в плоскости меридианного сечения OA и направлена нормально переносной скорости u. Касательная к поверхности лопасти f, по которой направлена относительная скорость w, составляет угол β с направлением, обратным переносной скорости. Угол β отсчитывается в указанном выше направлении, чтобы при обычном в насосостроении направлении лопастей избегнуть значений, превосходящих 90°. Проводя из конца вектора v_m прямую, параллельную направлению u до пересечения с касательной τ, получим в точке пересечения конец вектора относительной скорости w.

Величина относительной скорости

$$w = \frac{v_m}{\sin\beta} = K\frac{v_m}{\sin\beta}, \qquad (3.5)$$

где v_m' — меридианная составляющая абсолютной скорости без учета стеснения сечения лопастями.

Суммируя по правилу параллелограмма $\vec{w}$ и $\vec{u}$, получим абсолютную скорость $\vec{v}$. Таким образом, схема бесконечного числа лопастей позволяет построить план скоростей в любой точке внутри колеса.

Коэффициент стеснения K равен отношению величины сечения потока, свободного от лопастей, к действительному сечению потока

$$K = \frac{2\pi rb}{2\pi rb - Zbs}, \qquad (3.6)$$

где Z — число лопастей;

s — толщина лопасти в цилиндрическом сечении.

Обозначая через t шаг — расстояние по окружности между одноименными точками смежных лопастей, получим, что коэффициент стеснения

$$K = \frac{t}{t - s}. \qquad (3.7)$$

Толщина лопасти s в цилиндрическом сечении может быть выражена через нормальную толщину δ и угол β

$$s = \frac{\delta}{\sin\beta}. \qquad (3.8)$$

Так как шаг $t = \frac{2\pi r}{Z}$, то выражение для коэффициента стеснения K принимает вид

$$K = \frac{t}{t - \frac{\delta}{\sin\beta}} = \frac{1}{1 - \frac{Z\delta}{2\pi r\sin\beta}}. \qquad (3.9)$$

Вход потока в колесо. При входе потока в колесо следует рассматривать два состояния потока: до и после поступления на лопасти. Скорости потока до колеса определяются устройством подводящего канала. После поступления на лопасти скорости потока направлены по касательной к поверхности лопасти. Возмущение, вызываемое в потоке лопастями колеса, не может привести к внезапному изменению величины и направления скорости. Переход от скоростей до лопастного колеса к скоростям внутри колеса происходит постепенно в пределах некоторой области. Однако схематизируя действительное явление, значения скоростей потока в области входа в колесо относят к одной и той же поверхности, содержащей входные кромки лопастей. Тогда на этой поверхности значения скоростей претерпевают разрыв непрерывности — внезапный переход от одной величины к другой. Геометрическая разность скоростей до и после поступления потока на лопасти называется составляющей удара.

Составим план скоростей до поступления потока на лопасти колеса (рис. 49). Меридианная составляющая абсолютной скорости v'_{m1} определяется из уравнения неразрывности

$$v'_{m1} = \frac{Q'}{f_1}. \qquad (3.10)$$

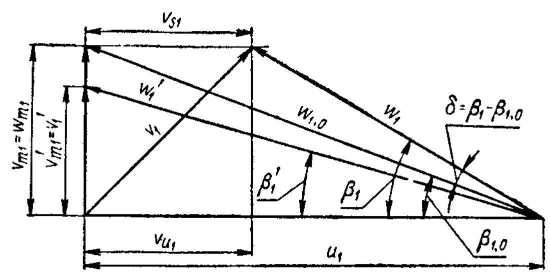


Рис. 49. План скоростей при входе потока в колесо

Входные кромки лопастей колеса большей частью расположены в области поворота потока от осевого направления к радиальному. Нормальное к направлению потока сечение f_1 имеет форму поверхности вращения (рис. 48), которую приближенно заменяют боковой поверхностью усеченного конуса с образующей b_1, равной диаметру окружности, имеющей центр на линии входной кромки лопасти и касающейся контуров, ограничивающих меридианное сечение канала колеса

$$f_1 = 2\pi r_1 b_1, \qquad (3.11)$$

где r_1 — радиус центра окружности b_1.

Из формул (3.10) и (3.11) получим

$$v'_{m1} = \frac{Q'_1}{2\pi r_1 b_1}. \qquad (3.12)$$

Окружная составляющая абсолютной скорости до колеса v'_{u1} определяется устройством канала, подводящего поток к колесу. Так как наличие окружной составляющей абсолютной скорости v'_{u1} снижает напор колеса, то канал, подводящий поток к колесу, обычно выполняют так, чтобы $v'_{u1} = 0$. Тогда абсолютная скорость потока при входе в колесо оказывается расположенной в меридианной плоскости и равной v'_{m1}.

Переносная скорость при входе в колесо

$$u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60} = \omega r_1. \qquad (3.13)$$

Относительную скорость потока до поступления на лопасти колеса $\vec{w}'_1$ получим как геометрическую разность $\vec{v}'_1$ и $\vec{u}_1$. Направление относительной скорости $\vec{w}'_1$ определяется углом β'_1 с переносной скоростью $\vec{u}_1$.

План скоростей потока после поступления на лопасти колеса получим, направив относительную скорость w_1, в соответствии с условием обтекания по касательной к лопасти при входе, которая составляет угол β_1 с касательной к окружности входа r_1, т. е. с направлением, обратным переносной скорости u_1. Меридианная составляющая скорости при поступлении на лопасть увеличивается вследствие стеснения сечения телом лопастей и равна

$$v_{m1} = K v'_{m1}. \quad (3.14)$$

Величину w_1 получим по значению меридианной составляющей $w_{m1} = v_{m1}$. Скорость v_1 после поступления на лопасть получим, замыкая план скоростей, как геометрическую сумму w_1 и u_1. Возникновение окружной составляющей скорости v_{u1} при поступлении потока в колесо является следствием возмущающего действия лопастей на поток и поэтому не приводит к уменьшению создаваемого колесом напора. Внезапное изменение абсолютной скорости от значения v'_1 до поступления на лопасть до значения v_1 после поступления на нее характеризуется вектором удара v_{s1}, который в рассматриваемом случае равен v_{u1}.

Для обеспечения безударного поступления потока на лопасти колеса входной угол лопасти β_1 выбирают равным $\beta_{1,0}$, причем

$$\operatorname{tg} \beta_{1,0} = \frac{v_{m1}}{u_1}. \quad (3.15)$$

Угол δ между направлением лопасти β_1 и относительной скоростью $w_{1,0}$

$$\delta = \beta_1 - \beta_{1,0} \quad (3.16)$$

называется углом атаки. При безударном входе угол атаки δ равен нулю.

Для уменьшения гидравлических потерь в области колеса и улучшения его кавитационных свойств при проектировании насосов допускают на расчетном режиме угол атаки $\delta = 3—8°$, а в специальных случаях — и значительно больше (до 15°).

Выход потока из колеса. При выходе из колеса, подобно тому как это имело место при входе, следует рассматривать два плана скоростей: до и после выхода из колеса. Оба плана скоростей относятся к поверхности, содержащей выходные кромки лопастей. Окружная составляющая абсолютной скорости v_{u2} при переходе из области внутри колеса к области вне колеса не может претерпевать разрыва значения, так как на этом участке пути поток не подвержен действию каких-либо внешних сил и движется свободно по инерции. Меридианная составляющая скорости v_{m2} претерпевает при выходе из колеса разрыв вследствие устранения стеснения потока телом лопастей.

План скоростей для выходного сечения области колеса строится так же, как для произвольной внутренней точки. Меридианная составляющая скорости

$$v_{m2} = \frac{Q'}{f_2} = \frac{Q'}{2\pi r_2 b_2} K_2. \quad (3.17)$$

Относительная скорость $w_{2\infty}$ по схеме бесконечного числа лопастей направлена касательно к поверхности лопасти под углом β_2 к направлению, обратному переносной скорости u_2. Учитывая, что $w_{m2} = v_{m2}$, из плана скоростей (рис. 50) имеем

$$w_{2\infty} = \frac{v_{m2}}{\sin \beta_2}; \quad (3.18)$$

переносная скорость

$$u_2 = \omega r_2 = \frac{\pi n}{30} r_2. \qquad (3.19)$$

Суммируя относительную $\vec{w}_{2\infty}$ и переносную $\vec{u}_2$ скорости, получим абсолютную скорость $\vec{v}_{2\infty}$. Проектируя абсолютную скорость $v_{2\infty}$ на направлении переносной u_2, получим окружную составляющую абсолютной скорости $v_{u2\infty}$.

В плане скоростей для потока непосредственно после выхода из колеса абсолютная скорость в силу инерции будет обладать тем же значением окружной составляющей, что и непосредственно перед выходом из колеса, т. е. $v_{u2\infty} = v'_{u2\infty}$. Меридианная составляющая скорости по выходе из колеса v'_{m2} отличается от v_{m2} вследствие устранения стеснения потока телом лопастей

$$v'_{m2} = \frac{Q'}{2\pi r_2 b_2}. \qquad (3.20)$$

Рис. 50. План скоростей при выходе потока из колеса

Абсолютную $\vec{v}'_{2\infty}$ и относительную $\vec{w}'_{2\infty}$ скорости получаем как геометрическую сумму меридианной и окружной составляющих

$$v'_{2\infty} = \sqrt{v'^2_{m2} + v^2_{u2\infty}}; \quad w'_{2\infty} = \sqrt{w'^2_{m2} + w^2_{u2\infty}}. \qquad (3.21)$$

План скоростей при выходе из колеса с учетом конечного числа лопастей. В расчете лопастного колеса по элементарной теории предполагается, что направление относительной скорости при выходе из него совпадает с касательной к выходному элементу лопасти, а величина v_{m2} постоянна во всех точках по окружности и определяется уравнением неразрывности. Однако в реальных условиях конечного числа лопастей относительная скорость различна по окружности, и среднее ее значение w_2 уклоняется от направления касательной к лопасти в сторону уменьшения угла β_2 (рис. 51). Это вызывает уменьшение окружной составляющей абсолютной скорости v'_{u2} по сравнению с $v_{u2\infty}$ соответственно отношению напоров H_m и H_∞ [уравнение (3. 1)]

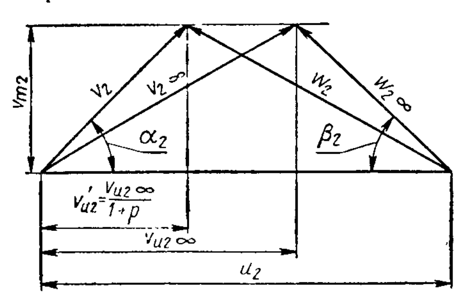


Рис. 51. План скоростей при выходе потока из колеса с учетом влияния конечного числа лопастей

$$\frac{H_m}{H_\infty} = \frac{u_2 v'_{u2}}{u_2 v_{u2\infty}} = \frac{v'_{u2}}{v_{u2\infty}} = \frac{1}{1+p},$$

откуда

$$v'_{u2} = \frac{v_{u2\infty}}{1+p}. \qquad (3.22)$$

Уместно еще раз подчеркнуть, что план скоростей с индексом ∞ построен соответственно расчетно-теоретической схеме бесконечного числа лопастей.

Планы скоростей позволяют произвести анализ влияния размеров колеса на его работу.

22. Влияние основных геометрических параметров колеса на его технические характеристики

Коэффициент реакции. Приращение полной энергии потока жидкости E происходит только в области рабочего колеса. Важное значение имеет то, в какой форме происходит приращение энергии. В насосах в преобладающем числе случаев ставится задача — получить в конечном счете приращение давления жидкости. Получаемое в рабочем колесе приращение потенциальной энергии является конечной формой энергии и не нуждается в преобразовании. В отличие от этого кинетическая энергия потока при выходе из колеса требует преобразования в энергию давления в элементах проточной части статора насоса, что, естественно, связано с гидравлическими потерями. Относительная величина приращения потенциальной энергии потока в колесе называется коэффициентом реакции ϱ.

Напор лопастного колеса H_m равен разности энергии E_2 и E_1 потока на выходе и на входе

$$H_m = E_2 - E_1 = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + z_2 - z_1 + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} = H_n + H_\partial. \quad (3.23)$$

Очевидно, что потенциальный напор

$$H_n = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + z_2 - z_1, \quad (3.24)$$

а динамический напор

$$H_\partial = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}. \quad (3.25)$$

Коэффициент реакции

$$\varrho = \frac{H_n}{H_m}. \quad (3.26)$$

Выразим коэффициент реакции через динамический напор

$$\varrho = \frac{H_m - H_\partial}{H_m} = 1 - \frac{H_\partial}{H_m} = 1 - \frac{v_2^2 - v_1^2}{2gH_m}. \quad (3.27)$$

Представляя значение квадрата абсолютной скорости как сумму квадратов меридианной и окружной составляющих, получим

$$\varrho = 1 - \frac{v_{m2}^2 - v_{m1}^2}{2gH_m} - \frac{v_{u2}^2 - v_{u1}^2}{2gH_m}. \quad (3.28)$$

Учитывая, что меридианные составляющие v_{m1} и v_{m2} абсолютных скоростей входа и выхода обычно отличаются незначительно, разностью их квадратов можно пренебречь по сравнению с квадратом окружной составляющей абсолютной скорости на выходе. Окружная составляющая скорости на входе v_{u1} обычно равна нулю. Тогда выражение для коэффициента реакции принимает вид

$$\varrho \approx 1 - \frac{v_{u2}^2}{2gH_m} = 1 - \frac{gH_m}{2u_2^2}. \quad (3.29)$$

Соответственно потенциальный напор

$$H_n = \varrho H_m = H_m - \frac{v_{u2}^2}{2g} = H_m - \frac{gH_m^2}{2u_2^2}. \quad (3.30)$$

Динамический напор

$$H_\partial = (1 - \varrho) H_m = \frac{v_{u2}^2}{2g} = \frac{gH_m^2}{2u_2^2}. \quad (3.31)$$

Внося в уравнение (3. 29) значение H_m из основного уравнения насоса, найдем

$$\varrho = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v_{u2}}{u_2} = 1 - \frac{1}{2} \bar{v}_{u2}; \qquad (3.32)$$

где $\bar{v}_{u2}$ — коэффициент окружной составляющей абсолютной скорости при выходе потока.

Коэффициент реакции является важной технической характеристикой колеса, существенно влияющей на к. п. д. насоса, так как преобразование кинетической энергии в давление сопряжено с относительно большими потерями. Обычно в центробежных насосах ($n_s = 200 \div 70$) значение коэффициента реакции находится в границах $\varrho = 0{,}70 \div 0{,}75$.

Коэффициент напора. Получение заданного значения напора H_m от колеса технически возможно меньших размеров позволяет снизить размеры и вес всей машины. Мерой размеров колеса может служить величина скорости u_2 его наружной окружности. Коэффициент напора

$$\bar{H} = \frac{2gH}{u_2^2}, \qquad (3.33)$$

являясь безразмерным параметром, позволяет судить о технико-экономической эффективности колеса с точки зрения размеров и веса его.

Используя для характеристики напорности колеса значение теоретического напора H_m, получим

$$\bar{H}_m = \frac{2gH_m}{u_2^2}. \qquad (3.34)$$

Коэффициент теоретического напора. Представим значение $\bar{H}_m$ в функции кинематических параметров потока, заменив значение теоретического напора H_m по основному уравнению насоса (2. 57)

$$\bar{H}_m = 2\,\frac{v_{u2}}{u_2} = 2\bar{v}_{u2}. \qquad (3.35)$$

Повышение коэффициента теоретического напора $\bar{H}_m$ требует возрастания $\bar{v}_{u2}$ — коэффициента величины окружной составляющей скорости. Из рассмотрения плана скоростей (рис. 51) следует, что это может быть достигнуто увеличением угла выхода лопасти β_2.

Из уравнений (3. 35) и (3. 32) следует, что

$$\varrho = 1 - \frac{\bar{H}_m}{4}. \qquad (3.36)$$

Увеличение коэффициента теоретического напора колеса $\bar{H}_m$ влечет за собой уменьшение коэффициента реакции ϱ, что следует из уравнения (3. 36).

Преимущества в весовых и размерных характеристиках колеса, достигаемые увеличением $\bar{H}_m$, влекут за собой увеличение потерь в проточной части главным образом статора насоса и соответственно снижение гидравлического к. п. д.

Как всегда в таких случаях, существует некоторый технический оптимум в значениях ϱ и $\bar{H}_m$. В центробежных рабочих колесах средней быстроходности ($n_s = 80 \div 100$) коэффициент теоретического напора $\bar{H}_m$ обычно равен единице.

Влияние угла выхода лопасти β_2 на коэффициенты напора и реакции. Коэффициент теоретического напора $\bar{H}_m$ и коэффициент реакции ϱ, в значительной мере определяющие основные технические характеристики

колеса, зависят от угла выхода лопасти β_2. Из уравнений (3. 32) и (3. 35) следует, что оба эти коэффициента являются только функцией коэффициента окружной составляющей абсолютной скорости потока при выходе из колеса $\bar{v}_{u2}$.

Из плана скоростей (рис. 51) следует

$$v_{u2} = \frac{v_{u2\infty}}{1+p} = \frac{1}{1+p}(u_2 - v_{m2}\,\mathrm{ctg}\,\beta_2) \tag{3.37}$$

или

$$\bar{v}_{u2} = \frac{v_{u2}}{u_2} = \frac{1}{1+p}\left(1 - \frac{v_{m2}}{u_2}\,\mathrm{ctg}\,\beta_2\right) = \frac{1}{1+p}(1 - \bar{v}_{m2}\,\mathrm{ctg}\,\beta_2), \tag{3.38}$$

где $\bar{v}_{m2}$ — коэффициент меридианной составляющей абсолютной скорости при выходе из колеса; для колес $n_s = 70 \div 150$ $\bar{v}_{m2} = 0{,}10 \div 0{,}16$ [104].

Скорость v_{m2} определяется из уравнения сплошности и при неизменных размерах колеса и заданной подаче является величиной постоянной. Принимая в первом приближении множитель $\frac{1}{1+p}$, учитывающий влияние конечного числа лопастей, постоянным, найдем, что $\bar{v}_{u2}$ является линейной функцией угла β_2 [уравнение (3. 38)]. В дальнейшем будет показано, что величина p также незначительно изменяется от угла β_2.

Исследуем влияние геометрического параметра — угла β_2, в значительной мере определяющего форму лопасти колеса, на величины $\bar{H}_m$ и ϱ. В целях большей наглядности введем также понятие о коэффициенте динамического напора $\bar{H}_\partial$. Из уравнения (3. 31) имеем

$$\bar{H}_\partial = \frac{2gH_\partial}{u_2^2} = \left(\frac{v_{u2}}{u_2}\right)^2 = \bar{v}_{u2}^2. \tag{3.39}$$

Выражение (3. 39) показывает, что $\bar{H}_\partial$ является параболической функцией $\bar{v}_{u2}$.

Из уравнений (3. 35) и (3. 39) найдем выражение для коэффициента потенциального напора $\bar{H}_n$

$$\bar{H}_n = \bar{H}_m - \bar{H}_\partial = 2\bar{v}_{u2} - \bar{v}_{u2}^2 = (2 - \bar{v}_{u2})\bar{v}_{u2}. \tag{3.40}$$

По уравнениям (3. 32), (3. 35), (3. 39) и (3. 40) составим таблицу (табл. 3) и график зависимости $\bar{H}_m$, $\bar{H}_\partial$, $\bar{H}_n$ и ϱ от $\bar{v}_{u2}$. Легко видеть, что при значении $\bar{v}_{u2} \geqslant 2$ $\bar{H}_\partial > \bar{H}_m$, т. е. динамическая составляющая напора превышает значение теоретического напора. При $\bar{v}_{u2} = 2$, $\bar{H}_n = 0$ — потенциальный напор равен нулю. Поэтому таблицу и график составляем в границах изменения $\bar{v}_{u2}$ от 0 до 2. Из таблицы видно, что наибольшее значение коэффициента теоретического напора $\bar{H}_m$ достигается при $\bar{v}_{u2} = 2$. Однако при этом весь напор, создаваемый колесом, выражается в приращении кинетической энергии потока; потенциальный напор и коэффициент реакции при этом равны нулю. Такого типа лопастные колеса обычно не находят применения в насосостроении, так как преобразование кинетической энергии потока в давление сопряжено с потерями. В вентиляторостроении, когда нет необходимости преобразования кинетической энергии в давление, этот тип проточной части получил распространение. При заданном значении напора возникает возможность уменьшить наружный диаметр колеса и тем самым снизить напряжение в материале колеса от действия центробежных сил. Для центробежных насосов характерным

является значение $\bar{v}_{u2} = 0{,}5$; при этом три четверти напора создаются в колесе за счет увеличения потенциальной энергии. Как будет показано в дальнейшем, значение $\bar{v}_{u2}$ значительно влияет на форму характеристики насоса. Это обстоятельство существенно сказывается на окончательном выборе $\bar{v}_{u2}$.

На графике (рис. 52) наглядно видна функциональная зависимость $\bar{H}_m$, $\bar{H}_n$, $\bar{H}_д$ и ϱ от $\bar{v}_{u2}$. Создание рабочего колеса с коэффициентом реакции

Таблица 3

Величины по уравнениям (3.32), (3.35), (3.39), (3.40)

$\bar{v}_{u2}$	$\bar{H}_m$	$\bar{H}_д$	$\bar{H}_n$	ϱ	β_2, *град*
0	0	0	0	1	7,5
0,5	1,0	0,25	0,75	0,75	20,5
0,75	1,5	0,56	0,94	0,625	79,0
1,0	2,0	1,00	1,00	0,50	156,5
1,5	3,0	2,25	0,75	0,25	171,1
2,0	4,0	4,0	0	0	175,3

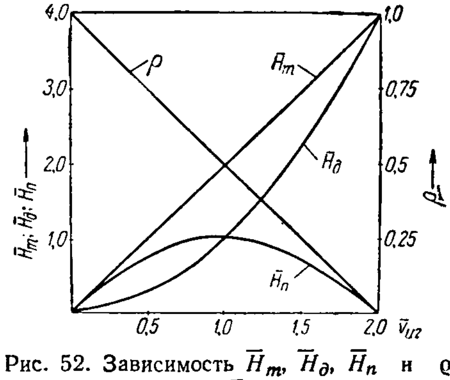


Рис. 52. Зависимость $\bar{H}_m$, $\bar{H}_д$, $\bar{H}_n$ и ϱ от $\bar{v}_{u2}$

$\varrho = 1$ технически невозможно, так как при этом $\bar{H}_m = 0$. Некоторая часть напора колеса всегда создается за счет приращения кинетической энергии потока.

Найдем теперь связь значений коэффициента $\bar{v}_{u2}$ и угла β_2, что позволит установить зависимость характеристик колеса от основного пара-

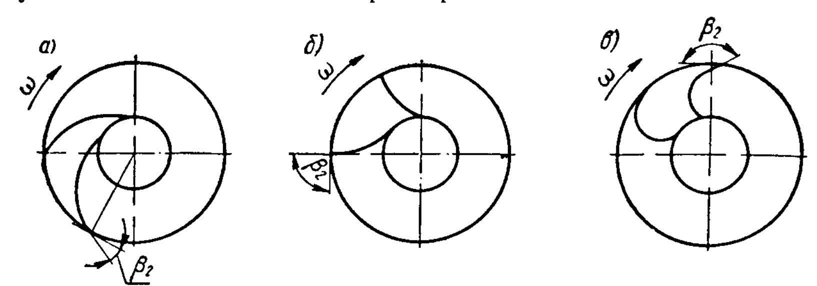


Рис. 53. Типы лопастей центробежного колеса

метра — геометрической формы его лопастей. Пользуясь уравнением (3. 38), находим

$$\operatorname{tg}\beta_2 = \frac{\bar{v}_{m2}}{1 - (1+p)\,\bar{v}_{u2}}. \qquad (3.41)$$

Принимая для ориентировочного подсчета значения $\bar{v}_{m2} = 0{,}13$ и $p = 0{,}3$, характерные для колес с $n_s \approx 100$, определим значение β_2 в функции $\bar{v}_{u2}$. Эти значения внесены в последней колонке табл. 3. Значениям $\bar{v}_{u2} \leqslant 0{,}77$ соответствуют углы $\beta_2 \leqslant 90°$; большим значениям $\bar{v}_{u2} \geqslant 0{,}77$ соответствуют углы $\beta_2 \geqslant 90°$.

Типы конструкций лопастей центробежных колес. Угол выхода лопастей β_2 в сильной мере определяет конструктивный тип колеса (рис. 53). При $\beta_2 < 90°$ лопасти загнуты назад (рис. 53, *а*); при $\beta_2 = 90°$ лопасти

на выходе радиальны (рис. 53, *б*); при $\beta_2 > 90°$ — загнуты вперед (рис. 53, *в*). В насосостроении почти исключительно применяются лопасти, загнутые назад. Это позволяет достигнуть наилучших значений гидравлического к. п. д. Лопасти с радиальным выходом технически целесообразны с точки зрения прочности. Они получили распространение в центробежных компрессорах при высоких значениях окружных скоростей ($u_2 = 250 \div 400$ *м/сек*). Такие большие скорости позволяют достигнуть высоких значений напоров в одной ступени. Вопросы прочности при этом начинают приобретать ведущее значение. Лопасти, загнутые вперед, получили распространение в некоторых типах вентиляторов, когда не требуется создания потенциального напора. Планы скоростей для этих типов рабочих колес приведены на рис. 54. Возрастание скорости v_{u2} при увеличении угла β_2 наглядно видно. На плане скоростей (рис. 54) даны значения угла выхода потока из колеса. Геометрические углы выхода лопасти соответственно больше.

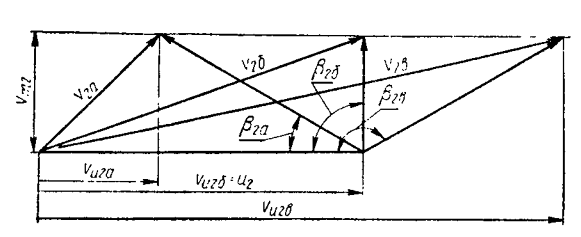


Рис. 54. Планы скоростей при выходе потока из колеса для различных значений β_2

Приведенный анализ показывает, что элементарное представление рабочего процесса по схеме бесконечного числа лопастей с соответствующей поправкой на конечность их числа позволяет исследовать связь технических характеристик колеса с его основными геометрическими параметрами.

23. Влияние конечного числа лопастей

Несоответствие теории бесконечного числа лопастей опыту. Теоретический напор лопастного колеса экспериментально проще всего определить из энергетического баланса насоса, как это было сделано, например С. С. Рудневым в его работе «Баланс энергии в центробежном насосе» [93]. Полный к. п. д. насоса η, объемный $\eta_{об}$ и механический $\eta_м$ допускают относительно простое опытное определение. Гидравлический к. п. д. $\eta_г$ может быть получен вычислением из общего баланса энергии

$$\eta_г = \frac{\eta}{\eta_{об}\eta_м}. \qquad (3.42)$$

Теоретический напор

$$H_т = \frac{H}{\eta_г}. \qquad (3.43)$$

Экспериментальная проверка теории бесконечного числа лопастей показывает, что $H_т$ меньше H_∞. Причиной этого является неравномерное распределение скоростей по окружности в канале между лопастями колеса (п. 14), связанное с работой лопасти и находящееся в противоречии с отправной гипотезной теорией бесконечного числа лопастей. Поэтому уменьшение $H_т$ по сравнению с H_∞ не имеет никакого отношения к гидродинамическим потерям энергии в колесе и не отражается на к. п. д. насоса.

Причины отклонения потока при выходе из колеса. Несоответствие кинематики действительного потока в области колеса осесимметричному потоку по схеме бесконечного числа лопастей в значительной мере может быть теоретически объяснено на основе анализа потока идеальной жидкости в колесе с конечным числом лопастей. Однако явления, связанные

с вязкостью реальной жидкости, приводят к дополнительным нарушениям кинематики потока в колесе и, как следствие, к уменьшению момента взаимодействия колеса с потоком.

Скорости потока идеальной жидкости в колесе можно разложить на три составляющих, каждая из которых соответственно пропорциональна подаче Q, угловой скорости ω и присоединенной циркуляции $\Gamma_д$ (п. 16). Суммирование скоростей потока протекания со скоростями потока осевого вихря и циркуляционного потока приводит к возрастанию относительной скорости с всасывающей стороны лопасти и к уменьшению ее на напорной стороне. Скорости результирующего относительного потока (рис. 44), выравниваясь по выходе из колеса, отклоняются от направления касательной к лопасти в сторону уменьшения угла между относительной и переносной скоростями β_2. Выравнивание скоростей в потоке по выходе из колеса ведет к повороту потока в сравнении с направлением скоростей частиц, непосредственно обтекающих выходной элемент лопасти.

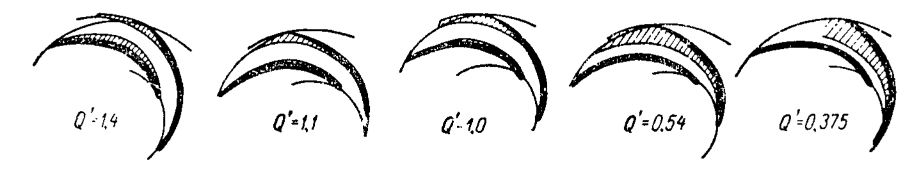


Рис. 55. Отрыв потока от лопастей центробежного колеса

Отклонение относительной скорости на выходе из колеса от угла β_2 в сторону его уменьшения приводит к уменьшению окружной составляющей абсолютной скорости, а следовательно, и теоретического напора H_m по сравнению с H_∞.

Движение реальной жидкости в канале рабочего колеса и обтекание рабочих лопастей связано с образованием пограничного слоя (рис. 30). Пограничный слой, набухая в зоне возникновения местных диффузорных явлений, может существенно изменить кинематику внешнего потока по сравнению с обтеканием тех же профилей идеальной жидкостью. У торцовых концов лопастей при их сопряжении с ведущим и ведомым дисками возникают местные явления, связанные с процессами паразитных течений в пограничном слое по поверхности дисков. Сложный закон изменения относительной скорости по поверхности лопасти приводит к образованию участков контура, где относительная скорость уменьшается. Последнее связано с переходом кинетической энергии потока в давление. Участки контура лопасти, где в основной части потока происходит преобразование скорости в давление, опасны с точки зрения возможности отрыва потока. Частицы жидкости в пограничном слое, обладая меньшей кинетической энергией, не способны проникнуть в область, в которой давление возрастает вследствие динамики основного потока. Они затормаживаются, что приводит к отрыву потока от поверхности профиля. В этом случае нарушения кинематики потока в колесе могут быть еще более значительными.

При обтекании лопастей центробежного колеса отрыв потока от поверхности лопасти происходит с всасывающей стороны к концу профиля. Академик Г. Ф. Проскура [85] приводит результаты фотографирования подкрашенного потока воды в колесе насоса при различных режимах работы (рис. 55). На снимках видно, что в зависимости от расхода отрыв потока происходит в большей или меньшей мере. При подачах, превышающих нормальную, отрыв происходит также и на напорной стороне лопасти. Отрыв потока от поверхности лопасти приводит к уменьшению сечения

потока при выходе из колеса и к увеличению среднего значения относительной скорости, что ведет, в свою очередь, к уменьшению величины теоретического напора H_m.

Существенное отличие форм движения потока реальной жидкости в колесе от потока идеальной жидкости исключает возможность учета влияния конечного числа лопастей на напор насоса только расчетно-теоретическим путем. Данные, полученные в результате расчета потока идеальной жидкости, требуют опытной корректировки. Поэтому учет влияния конечного числа лопастей на напор насоса на основе приближенного теоретического анализа (с последующей корректировкой по данным опыта) является технически вполне обоснованным.

Приближенные методы учета влияния конечного числа лопастей на напор. Плодотворное использование для расчета схемы бесконечного числа лопастей возможно при условии определения функциональной связи действительного теоретического напора H_m с расчетным значением напора H_∞. В ряде работ форма функции $H_m = f(H_\infty)$ устанавливается приближенно теоретическим путем и затем корректируется по данным опыта.

Академик Г. Ф. Проскура в разработанной им в 1931 г. вихревой теории центробежных насосов [85] принимает, что поток во вращающейся круговой решетке лопастей может с достаточной степенью точности рассматриваться как состоящий из двух потоков: одного, получаемого конформным преобразованием относительного потока в плоской неподвижной решетке в относительный поток в неподвижной круговой решетке; второго — обусловленного осевым вихрем 2ω. Действие осевого вихря рассматривается также приближенно в форме потока, возникающего в каналах колеса, закрытых снаружи и изнутри цилиндрическими стенками (рис. 36). Такое разложение потока на составляющие, в отличие от математически строгого (п. 16), следует рассматривать как приближенную рабочую гипотезу. На основе этой гипотезы Г. Ф. Проскурой была получена форма функции, связывающая H_m и H_∞, которая позволяет обобщить опытные данные

$$H_m = \left[1 - \frac{\pi}{z} \cdot \frac{\sin\beta_2 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \sin\beta_1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}\right] H_\infty \approx$$

$$\approx \frac{1}{1 + \frac{\pi}{z} \frac{\sin\beta_2 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \sin\beta_1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}} H_\infty. \qquad (3.44)$$

Учитывая уравнение (3. 1), получим поправочный коэффициент для конечного числа лопастей

$$p = \frac{\pi}{z} \cdot \frac{\sin\beta_2 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \sin\beta_1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2} = 2\frac{\psi}{z} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}, \qquad (3.45)$$

где

$$\psi = \frac{\pi}{2}\left[\sin\beta_2 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \sin\beta_1\right] \approx 1{,}6\left[\sin\beta_2 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \sin\beta_1\right]. \qquad (3.46)$$

Полученный результат не отражает действия возникающего циркуляционного потока и отрыва потока от профиля вследствие вязкости жидкости.

Широко применяется в практике насосостроения формула для учета влияния конечного числа лопастей на напор, полученная на основе гипотезы о постоянстве перепада давления на единицу длины средней линии лопасти в меридианном сечении [86]

$$p = \frac{\psi}{z}\frac{r_2^2}{S}, \tag{3. 47}$$

где S — статический момент средней линии лопасти (рис. 56)

$$S = \int_{s_1}^{s_2} r\,ds. \tag{3. 48}$$

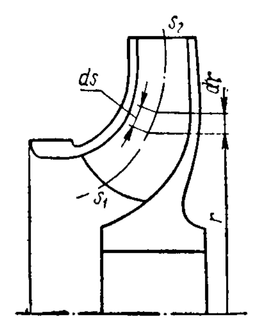


Рис. 56. Схема колеса для учета конечного числа лопастей

Для лопастей с радиальным или почти радиальным направлением средней линии

$$S = \int_{r_1}^{r_2} r\,dr = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2}, \tag{3. 49}$$

и поправка на влияние конечного числа лопастей

$$p = 2\,\frac{\psi}{z}\cdot\frac{1}{1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}. \tag{3. 50}$$

По форме эта зависимость полностью совпадает с формулой (3. 45). Для коэффициента ψ можно рекомендовать [86] выражение

$$\psi = (0{,}55 \div 0{,}65) + 0{,}6 \sin \beta_2. \tag{3. 51}$$

Опыт подтверждает справедливость этой формулы для колес $n_s =$ $= 70 \div 150$ с лопастями, загнутыми назад. Для более быстроходных колес поправка возрастает. Стоящий впереди коэффициент зависит от шероховатости поверхности проточной части колеса. Для тщательно выполненных колес можно принимать нижний предел. Влияет также тип отвода потока от колеса: для лопаточного отвода потока поправка меньше, для спиральной камеры — больше.

Рассмотрим для примера случай, когда $\frac{r_1}{r_2} = 0{,}5$; $Z = 8$; $\beta = 30°$; по уравнению (3. 51) получаем

$$\psi = 0{,}6 + 0{,}6 \sin 30° = 0{,}9$$

и по уравнению (3. 50)

$$p = 2\frac{0{,}9}{8}\cdot\frac{1}{1-(0{,}5)^2} = 0{,}3.$$

Отсюда для типовых соотношений лопастного колеса центробежного насоса поправка на конечное число лопастей составляет около 30% напора.

Теоретическому и экспериментальному исследованию влияния конечного числа лопастей на напор посвящено большое число работ советских и иностранных ученых как в области насосостроения, так и компрессоростроения [9, 19, 69, 86, 104, 110, 112].

24. Задание для расчета

Расчет лопастного колеса ведется по заданным значениям подачи Q, напора H и числа оборотов n насоса и имеет целью определение размеров проточной части, достаточных для выявления при дальнейшей конструктивной разработке всех размеров, необходимых для осуществления колеса.

Расчет остальных элементов проточной части насоса — подвода и отвода потока — имеет целью в первую очередь обеспечить условия, принятые при расчете колеса, и основывается на результатах расчета последнего. Задание для расчета колеса определяется по данным для насоса в целом на основании принятой схемы насоса.

Подача колеса

$$Q_1 = \frac{Q}{K}, \tag{3.52}$$

где K — число потоков в насосе.

Напор колеса

$$H_1 = \frac{H}{i}, \tag{3.53}$$

где i — число ступеней в насосе.

Все колеса находятся на одном валу и имеют общее число оборотов n.

Для выявления конструктивного типа колеса определяем коэффициент быстроходности n_s по формуле (1. 30).

Расчетная подача колеса Q_1' больше подачи Q_1 на величину объемных потерь. Принимая предварительное значение объемного к. п. д. $\eta_{об}$, получим

$$Q_1' = \frac{Q_1}{\eta_{об}}. \tag{3.54}$$

Величина объемного к. п. д. $\eta_{об}$ обычно находится в пределах 0,85—0,95, причем бо̀льшие значения относятся к колесам с бо̀льшим значением коэффициента быстроходности. Для выбора предварительного значения $\eta_{об}$ можно рекомендовать уравнение

$$\frac{1}{\eta_{об}} = 1 + 0{,}68 n_s^{-\frac{2}{3}}, \tag{3.55}$$

обоснование которого дано в п. 38.

Теоретический напор лопастного колеса

$$H_{т\,1} = \frac{H_1}{\eta_г}. \tag{3.56}$$

Гидравлический к. п. д. $\eta_г$ зависит от совершенства формы проточной части насоса, качества ее выполнения и размеров насоса. Значение гидравлического к. п. д. находится в пределах 0,85—0,95. Для совершенных современных насосов, качественно выполненных, зависимость величины гидравлического к. п. д. на расчетном режиме может быть представлена формулой автора

$$\eta_г = 1 - \frac{0{,}42}{(\lg D_{1пр} - 0{,}172)^2}, \tag{3.57}$$

где $D_{1пр}$ — приведенный диаметр входа в колесо

$$D_{1пр} = (4 \div 4{,}5)\, 10^3 \sqrt[3]{\frac{Q_1}{n}} \ мм. \tag{3.58}$$

Обоснование формул (3. 57) и (3. 58) приведено в пп. 37 и 39.

При расчете лопастного колеса вначале определяют основные размеры канала и углы лопастей на входе и выходе, а затем профилируют канал в меридианном сечении и контур лопастей.

25. Расчет радиальных колес с цилиндрическими лопастями

Основные размеры входа в колесо. Диаметр входа зависит в основном от подачи и числа оборотов колеса. Величина входного сечения f_0 определяет собой меридианные составляющие скоростей во всем канале колеса, так как остальные сечения выбираются согласованно с входным сечением (рис. 57)

$$f_0 = \frac{Q_1'}{v_0} = \pi(r_0^2 - r_{вт}^2). \tag{3.59}$$

Скорость входа v_0 должна быть выбрана так, чтобы обеспечить благоприятные условия для проектирования лопасти. На основании анализа размеров колес насосов, обеспечивающих наиболее высокие значения гидравлического к. п. д., можно рекомендовать значение входного угла лопасти β_1 от 20 до 25°.

Учитывая стеснение потока лопастями и нормальное значение угла атаки $\delta = 3 \div 5°$, получим угол наклона β_0 относительной скорости w_0' к переносной u_0 при входе в колесо в пределах 15—22°. Оптимальное значение β_1' с точки зрения опасности возникновения кавитации $\sim 18°$ [86].

Для предварительного выбора скорости v_0 можно рекомендовать формулу С. С. Руднева [92]

$$v_0 = \alpha_0 \sqrt[3]{Q_1 n^2} \ м/сек, \tag{3.60}$$

Рис. 57. Эскиз колеса к расчету основных размеров

где α_0 — коэффициент, обычно находящийся в пределах 0,06—0,08.

Легко показать, что

$$\alpha_0 = \sqrt[3]{\frac{\pi \operatorname{tg} \beta_0^2}{900\left(1 - \nu_{вт}^2\right)}}. \tag{3.61}$$

Здесь $\nu_{вт} = \frac{r_{вт}}{r_0}$ — втулочное отношение.

Диаметр втулки колеса $d_{вт}$ определяется конструктивно по диаметру вала $d_в$ в зависимости от системы крепления.

В первом приближении обычно принимают

$$d_{вт} = (1{,}2 \div 1{,}25)\, d_в. \tag{3.62}$$

Диаметр вала $d_в$ в месте посадки колеса определяется из расчета: а) на прочность от кручения и изгиба; б) на жесткость; при этом прогиб вала вследствие действия поперечных сил, возникающих при работе насоса на режимах отличных от нормального, не должен превосходить минимального зазора в уплотнениях; в) на вибрацию — критическое число оборотов вала должно на 20—25% отличаться от рабочего.

В крупных насосах с небольшим числом оборотов размеры вала, как правило, определяются из условий прочности и жесткости; в многоступенчатых насосах с большим числом оборотов — расчетом на критическое число оборотов.

При выбранном значении диаметра втулки диаметр входа в колесо находят из уравнения

$$r_0 = \sqrt{\frac{Q_1'}{\pi v_0} + r_{вт}^2}. \tag{3.63}$$

Для предварительного определения диаметра входа в колесо может быть рекомендована формула (3. 58), предложенная Д. Я. Сухановым [107].

После определения диаметра D_0 окончательно устанавливаются размеры элементов входа потока на лопасти: ширина канала в меридианном сечении b_1, расположение входной кромки лопасти и радиус ее средней точки r_1, а также входной угол лопасти β_1. Ширина b_1 определяется уравнением неразрывности по значению скорости v'_{m1} до стеснения сечения лопастями, которая чаще всего выбирается равной скорости v_0,

$$b_1 = \frac{Q'_1}{2\pi r_1 v'_{m1}}. \qquad (3.64)$$

Расположение входных кромок лопастей устанавливается по аналогии с имеющимися образцами колес: наклонно, под углом 15—30° к оси насоса. При этом определяется радиус средней точки r_1, по которой ведется расчет угла входа β_1. Выбрав предварительное значение коэффициента стеснения сечения K_1, которое должно находиться в пределах 1,1—1,15, определяют по уравнениям (3. 13) и (3. 14) скорости v_{m1} и u_1, а затем и угол безударного поступления потока на лопасть $\beta_{1,0}$ по условию (3. 15). Приняв угол атаки δ, определяют входной угол лопасти $\beta_1 = \beta_{1,0} + \delta$.

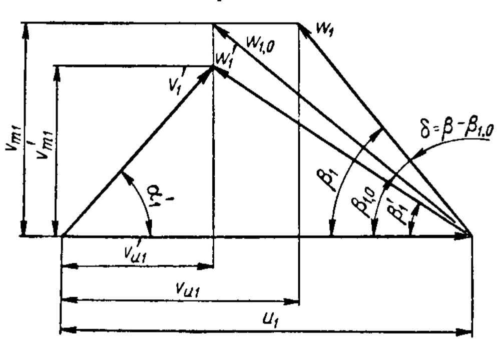


Рис. 58. План скоростей при входе в колесо в условиях начального вращения потока

В дальнейшем, после выбора числа лопастей Z и толщины их при входе, проверяют принятое значение коэффициента стеснения K_1 и в случае необходимости исправляют расчет.

В многоступенчатых насосах нередко при выходе потока из переводного канала остается вращение потока с некоторой окружной скоростью v'_{u1}. Начальное вращение потока в некоторых случаях может оказаться полезным с точки зрения улучшения кавитационных показателей насоса при поступлении потока в первое колесо. Для этого необходима соответствующая конструкция подвода потока к колесу. В условиях начального вращения потока необходимо несколько видоизменить расчет входного угла лопатки β_1. Как следует из плана скоростей (рис. 58),

$$\operatorname{tg}\beta_{1,0} = \frac{v_{m1}}{u_1 - v'_{u1}} = \frac{K_1 v'_{m1}}{u_1 - v'_{m1}\operatorname{ctg}\alpha'_1}. \qquad (3.65)$$

Здесь α'_1 — угол наклона абсолютной скорости v'_1 при входе потока в колесо, определяемый конструкцией подвода потока.

Угол β_1 наклона лопасти определяется, как и раньше, из условия

$$\beta_1 = \beta_{1,0} + \delta.$$

Некоторое начальное вращение потока позволяет увеличить угол лопасти β_1, не прибегая к недопустимым значениям угла атаки δ, и соответственно уменьшить относительную скорость w_1.

Повторных расчетов в связи с предварительным выбором коэффициента стеснения K_1 для случая $\alpha'_1 = 90°$ и $\delta = 0$ можно при желании избегнуть.

Для этого в уравнения (3. 14) и (3. 15) внесем значения K_1 (3. 9), заменив в связи с малостью угла $\beta_{1,0}$ значение $\sin \beta_{1,0}$ на $\operatorname{tg} \beta_{1,0}$. Имеем

$$\operatorname{tg} \beta_{1,0} = \frac{v'_{m1}}{u_1} \cdot \frac{t_1}{t_1 - \frac{\delta_1}{\operatorname{tg} \beta_{1,0}}}. \qquad (3.66)$$

Решая уравнение (3. 66) относительно $\operatorname{tg} \beta_{1,0}$, получим

$$\operatorname{tg} \beta_{1,0} = \frac{v'_{m1}}{u_1} + \frac{\delta_1}{t}. \qquad (3.67)$$

Уравнение (3. 67) позволяет определить угол $\beta_{1,0}$ с достаточной точностью, не пользуясь последовательными приближениями.

Основные размеры элементов выхода колеса. Выходные элементы колеса проектируются из условий обеспечения необходимого расчетного напора H_∞ и устойчивости потока в канале колеса, т. е. определенного отношения $\frac{w_1}{w_{2\infty}}$ относительных скоростей входа и выхода. Это отношение в целях создания более благоприятных условий для безотрывного обтекания потоком поверхности лопастей должно быть близким к единице, если нет проверенного опытом и показавшего высокое значение к. п. д. образца, которому следуют при проектировании нового колеса. Верхний предел отношения $\frac{w_1}{w_{2л}}$ по данным анализа колес насосов с высоким значением к. п. д. составляет 1,4.

Расчет выходного (наружного) радиуса r_2 колеса вытекает из плана скоростей при выходе потока из колеса (рис. 51). Однако, как указано выше (п. 23), для определения влияния конечного числа лопастей на расчетный напор H_∞ необходимо знать основные размеры колеса. Поэтому расчет элементов выхода из колеса приходится вести методом последовательных приближений.

Первое приближение значения D_2 может быть получено следующим путем. Представим основное уравнение насоса в виде

$$H_m = \frac{u_2 v'_{u2}}{g} = \bar{v}_{u2} \frac{u_2^2}{g}, \qquad (3.68)$$

где $\bar{v}_{u2} = \frac{v'_{u2}}{u_2}$ — коэффициент окружной составляющей абсолютной скорости при выходе потока из колеса.

Как показывает опыт, в типовых конструкциях центробежных колес ($n_s = 70 \div 150$) этот коэффициент достаточно устойчив и приближенно может быть принят равным 0,5. Поэтому значение u_2 в первом приближении может быть найдено из формулы

$$u_2 = \sqrt{\frac{gH_m}{\bar{v}_{u2}}} \approx \sqrt{2gH_m}. \qquad (3.69)$$

Это значение u_2 используем для определения r_2 в первом приближении

$$r_2 = \frac{u_2}{\omega} = \frac{\sqrt{2gH_m}}{\omega}.$$

Воспользуемся полученным значением r_2 для определения угла β_2, числа лопастей Z, коэффициента влияния конечного числа их на напор p и для расчета второго приближения значения r_2.

Меридианную составляющую скорости потока при выходе из колеса v'_{m2}, взятую без учета стеснения сечения телом лопастей, обычно выбирают равной v'_{m1}. Если имеются специальные соображения, например необходимость получения на выходе более широкого колеса для облегчения отливки, то скорость v'_{m2} выбирают меньшей — до $0{,}5v'_{m1}$.

Угол выхода лопасти β_2 определяют в зависимости от принятого значения v'_{m2} так, чтобы получить желаемое отношение $\frac{w_1}{w_{2\infty}}$.

Из плана скоростей (рис. 51) имеем

$$w_{2\infty} = \frac{v_{m2}}{\sin\beta_2} = K_2\frac{v'_{m2}}{\sin\beta_2}, \tag{3.70}$$

где K_2 — коэффициент стеснения сечения лопастями на выходе из колеса.

Относительная скорость при входе в колесо

$$w_1 = \frac{v_{m1}}{\sin\beta_1} = K_1\frac{v'_{m1}}{\sin\beta_1}. \tag{3.71}$$

По выбранному отношению $\frac{w_1}{w_{2\infty}}$ из уравнений (3. 70) и (3. 71) находим

$$\sin\beta_2 = \frac{w_1}{w_{2\infty}}\cdot\frac{K_2}{K_1}\cdot\frac{v'_{m2}}{v'_{m1}}\sin\beta_1. \tag{3.72}$$

Коэффициент стеснения лопастями сечения на выходе K_2 выбирается предварительно в пределах 1,05—1,1, а затем корректируется.

Число лопастей при расчете по схеме бесконечного числа их должно быть выбрано так, чтобы образовать каналы достаточной длины. Вместе с тем увеличение числа лопастей ведет к увеличению коэффициента стеснения при входе K_1, так как толщина лопастей δ_1 хотя и выбирается возможно меньшей, но ее значение ограничено условиями технологии изготовления и прочности. Увеличение коэффициента K_1 сопровождается возрастанием относительной скорости w_1, что нежелательно, потому что последующее ее понижение ведет к гидравлическим потерям. Наивыгоднейшее число лопастей для центробежного колеса, по данным обследования колес с высоким к. п. д., можно определить по формуле

$$Z = 6{,}5\frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1}\sin\frac{\beta_1+\beta_2}{2}, \tag{3.73}$$

где 6,5 — опытный коэффициент [86].

По выбранному значению числа лопастей Z и углу их выхода β_2 определяют из уравнений: (3. 51) — коэффициент ψ, (3. 47) или (3. 50) — коэффициент p и по уравнению (3. 1) — значение расчетного напора H_∞.

Значение H_∞ используют для определения выходного радиуса колеса r_2 и ширины b_2.

Из основного уравнения и плана скоростей (рис. 51) имеем

$$H_\infty = \frac{u_2 v_{u2\infty}}{g} = \frac{u_2}{g}\left(u_2 - \frac{v_{m2}}{\operatorname{tg}\beta_2}\right).$$

Решая полученное уравнение относительно u_2, находим

$$u_2 = \frac{v_{m2}}{2\operatorname{tg}\beta_2} + \sqrt{\left(\frac{v_{m2}}{2\operatorname{tg}\beta_2}\right)^2 + gH_\infty}, \tag{3.74}$$

после чего получаем второе приближение для u_2.

Ширина канала колеса на выходе b_2 определяется по значению скорости v'_{m2} из уравнения неразрывности

$$b_2 = \frac{Q'_1}{2\pi r_2 v'_{m2}}. \qquad (3.75)$$

Если предварительно принятые значения K_1 и K_2 и первое приближение u_2 отличаются незначительно от значений, полученных во втором приближении, то расчет на этом заканчивается. В противном случае необходимо найти третье приближение.

Профилирование канала колеса в меридианном сечении. Профилирование канала в меридианном сечении ведется так, чтобы получить плавный переход меридианной составляющей скорости при входе v'_{m1} к ее величине v'_{m2} при выходе. Для этого обычно задаются графиком изменения v'_m в функции от радиуса r или длины средней линии канала S, которая намечается на основании предварительного проектирования. Имея для каждого значения S величину v'_m из графика, по уравнению неразрывности получают значение ширины канала

$$b = \frac{Q'}{2\pi r v'_m}. \qquad (3.76)$$

Найдя ширину канала b в функции длины средней линии S, из ряда точек, расположенных на линии S, как из центров описывают окружности диаметром, равным b (рис. 59). Контуры канала в меридианном сечении получаются как огибающие этих окружностей. В случае необходимости контуры канала корректируют по конструктивно-технологическим соображениям и по этим исправленным положениям контура определяют окончательное положение средней линии S и соответствующие значения b и v'_m. Рекомендуется контур канала в меридианном сечении в основном выполнять подобным по форме контурам канала у колес, показавших высокие гидравлические свойства.

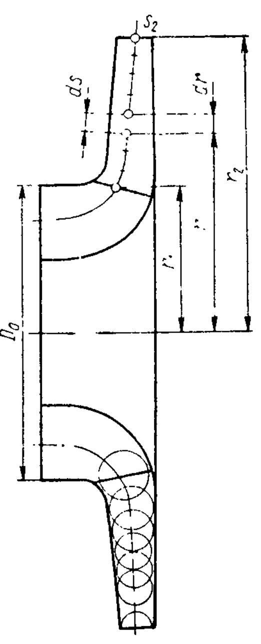


Рис. 59. Построение канала колеса в меридианном сечении

Профилирование лопасти. Профилирование лопасти должно быть осуществлено так, чтобы создать возможно более благоприятные условия для безотрывного обтекания контура лопасти потоком, что соответствует минимуму гидравлических потерь. С этой целью принимают плавный, без минимумов, и максимумов, закон изменения относительной скорости от начального значения w_1 до конечного w_2 в функции длины средней линии канала S. Имея функциональную зависимость w и v'_m от S, можно, задавшись значениями толщины лопасти δ в функции S, определить угол наклона лопасти β. Из уравнения (3. 5) и выражения для коэффициента стеснения (3. 9) находим

$$w = \frac{v_m}{\sin\beta} = K\frac{v'_m}{\sin\beta} = \frac{v'_m}{\sin\beta - \frac{\delta}{t}},$$

откуда

$$\sin\beta = \frac{v'_m}{w} + \frac{\delta}{t}. \qquad (3.77)$$

Толщина лопасти δ выбирается или равномерной, или тоньше по концам. При переменной толщине ее значение в средней части рекомендуется согласовать с толщиной диска колеса, выбираемой по соображениям технологии производства и прочности. В крупных насосах с широкими каналами толщина лопасти должна проверяться на прочность при изгибе центробежными силами.

В колесах с почти радиальным (в пределах расположения лопасти от r_1 до r_2) направлением средней линии меридианного сечения канала пренебрегают отличием длины элемента средней линии ds от приращения радиуса dr. В этом случае лопасть может быть запроектирована с цилиндрической поверхностью, образующая которой параллельна оси колеса. Дифференциальное уравнение средней линии контура лопасти в плане (рис. 60) имеет вид

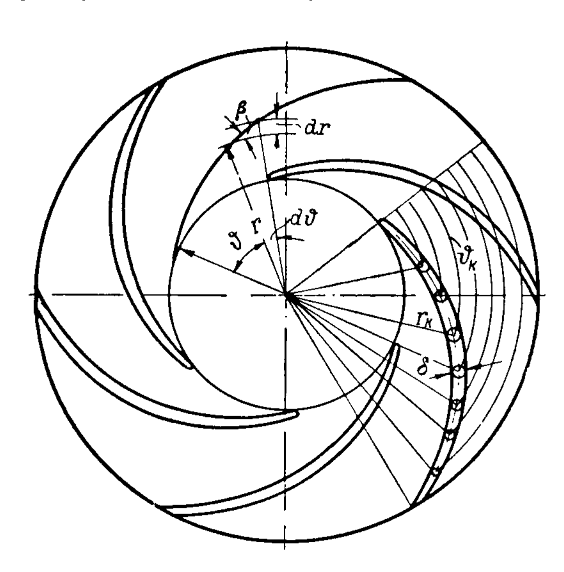


Рис. 60. Построение цилиндрической лопасти по точкам

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{dr}{r\,d\vartheta}, \qquad (3.78)$$

откуда следует

$$d\vartheta = \frac{dr}{r\operatorname{tg}\beta}. \qquad (3.79)$$

Угол β задан уравнением (3. 77) как функция r, следовательно, уравнение (3. 79) представляет собой дифференциальное уравнение с разделенными переменными. Полагая $\vartheta_1 = 0$ при $r = r_1$, после интегрирования от r_1 до r имеем

$$\vartheta_к = \int_{r_1}^{r_к} \frac{dr}{r\operatorname{tg}\beta}. \qquad (3.80)$$

В связи с тем, что значения β и δ в функции r задаются обычно не аналитически, а в виде графика или таблицы, интегрирование приходится проводить в численной форме. Обозначим подынтегральную функцию $\frac{1}{r\operatorname{tg}\beta} = B\,(r)$. Тогда

$$\Delta\vartheta = \frac{B_i + B_{i+1}}{2}\,\Delta r_i, \qquad (3.81)$$

где $\Delta\vartheta$ — приращение центрального угла;
Δr — приращение радиуса;
B_i и B_{i+1} — значения подынтегральной функции в начале и в конце рассматриваемого участка.

Суммируя, имеем

$$\vartheta_к = \sum_{i=1}^{i=к} \frac{B_i + B_{i+1}}{2}\,\Delta r_i. \qquad (3.82)$$

Последовательность расчета профилирования канала и лопасти показана в примере.

Получив ϑ как функцию r, наносят соответствующие точки в плане и строят среднюю линию лопасти по точкам. Откладывая в каждой точке средней линии толщину лопасти δ, строят контур лопасти как огибающую.

Пример расчета колеса центробежного насоса. Основные данные: $Q = 150$ *м³/ч* $= 0{,}0416$ *м³/сек*; $H = 18$ *м*; $n = 1450$ *об/мин*; $\omega = \frac{\pi n}{30} = 152$ *1/сек*.

1. Определение основных параметров:

$$n_s = 3{,}65\, n \frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}} = 3{,}65 \cdot 1450 \frac{\sqrt{0{,}0416}}{18^{3/4}} = 124;$$

$$D_{1пр} = (4 \div 4{,}5)\, 10^3 \sqrt[3]{\frac{Q}{n}} = 4{,}5 \cdot 10^3 \sqrt[3]{\frac{0{,}0416}{1450}} = 138 \text{ мм;}$$

$$\eta_г = 1 - \frac{0{,}42}{(\lg D_{1пр} - 0{,}172)^2} = 1 - \frac{0{,}42}{(\lg 138 - 0{,}172)^2} = 0{,}892;$$

$$\eta_{об} = \frac{1}{1 + 0{,}68 n_s^{-\frac{2}{3}}} = \frac{1}{1 + 0{,}68 \cdot 124^{-\frac{2}{3}}} = 0{,}975;$$

$\eta_м$ предварительно принимаем равным 0,96, тогда

$$\eta = \eta_г \eta_{об} \eta_м = 0{,}892 \cdot 0{,}975 \cdot 0{,}96 = 0{,}83;$$

$$N = \frac{\gamma Q H}{102\eta} = \frac{1000 \cdot 0{,}0416 \cdot 18}{102 \cdot 0{,}83} = 70{,}16 \text{ квт;}$$

$$N_{\max} \approx 1{,}1 N = 1{,}1 \cdot 70{,}16 \approx 80 \text{ квт.}$$

2. Определение диаметра вала и втулки

$$M = 97500 \frac{N}{n} = 97500 \frac{80}{1450} = 5380 \text{ кГ·см;}$$

$$d_0 = \sqrt[3]{\frac{M}{0{,}2\sigma_{кр}}} = \sqrt[3]{\frac{5380}{0{,}2 \cdot 150}} = 5{,}65 \text{ см;}$$

$$d_{вт} = 1{,}25 d_0 = 1{,}25 \cdot 56{,}5 \approx 70 \text{ мм.}$$

3. Определение размеров входа в колесо

$$Q_1' = \frac{Q}{\eta_{об}} = \frac{0{,}0416}{0{,}975} = 0{,}0427 \text{ м}^3/\text{сек.}$$

В 1-м приближении

$$v_0 = 0{,}06 \sqrt[3]{Q_1' n^2} = 0{,}06 \sqrt[3]{0{,}0427 \cdot 1450^2} = 2{,}7 \text{ м/сек;}$$

$$D_0 = \sqrt{\frac{4Q_1'}{\pi v_0} + d_{вт}^2} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0{,}0427}{3{,}14 \cdot 2{,}7} + 0{,}07^2} = 0{,}158 \text{ м;}$$

округляем и принимаем $D_0 = 160$ *мм*.

Окончательно

$$v_0 = \frac{4Q_1'}{\pi (D_0^2 - d_{вт}^2)} = \frac{4 \cdot 0{,}0427}{3{,}14\,(0{,}160^2 - 0{,}07^2)} = 2{,}64 \text{ м/сек.}$$

Выбираем

$$r_1 = 0{,}8 \frac{D_0}{2} = 0{,}8 \frac{160}{2} \approx 65 \text{ мм; } v_{m1}' = v_0 = 2{,}64 \text{ м/сек;}$$

$$b_1 = \frac{Q}{2\pi r_1 v_{m1}'} = \frac{0{,}0427}{2 \cdot 3{,}14 \cdot 0{,}065 \cdot 2{,}64} = 0{,}040 \text{ м;}$$

$$K_1 \approx 1{,}15; \quad v_{m1} = K_1 v'_{m1} = 1{,}15 \cdot 2{,}64 = 3{,}05 \text{ м/сек};$$

$$u_1 = \omega r_1 = 152 \cdot 0{,}065 = 9{,}9 \text{ м/сек};$$

$$\operatorname{tg} \beta_{1,0} = \frac{v_{m1}}{u_1} = \frac{3{,}05}{9{,}9} = 0{,}308; \quad \beta_{1,0} = 17^\circ 10'.$$

Принимая $\beta_1 = 25^\circ$, имеем $\delta = \beta_1 - \beta_{1,0} = 25^\circ - 17^\circ 10' = 7^\circ 50'$.

4. Определение размеров выхода из колеса

$$H_m = \frac{H}{\eta_2} = \frac{18}{0{,}892} = 20{,}2 \text{ м}.$$

Полагая $\bar{v}_{u2} \approx 0{,}5$, имеем в 1-м приближении

$$u_2 = \sqrt{\frac{gH_m}{\bar{v}_{u2}}} = \sqrt{\frac{9{,}81 \cdot 20{,}2}{0{,}5}} \approx 20 \text{ м/сек}; \; r_2 = \frac{u_2}{\omega} = \frac{20}{152} = 0{,}132 \text{ м}$$

Принимаем

$$v'_{m2} = 0{,}8 v'_{m1} = 0{,}8 \cdot 2{,}64 = 2{,}11 \text{ м/сек}.$$

$$K_2 \approx 1{,}1; \quad \frac{w_1}{w_2} = 1{,}1.$$

Имеем

$$\sin \beta_2 = \sin \beta_1 \frac{w_1}{w_2} \cdot \frac{K_2}{K_1} \cdot \frac{v'_{m2}}{v'_{m1}} = 0{,}423 \cdot 1{,}1 \cdot \frac{1{,}10}{1{,}15} 0{,}8 = 0{,}357.$$

$$\beta_2 = 20^\circ 55';$$

$$Z = 6{,}5 \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1} \sin \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} = 6{,}5 \frac{132 + 65}{132 - 65} \sin \frac{25^\circ + 20^\circ 55'}{2} \approx 7;$$

$$\psi = (0{,}55 \div 0{,}65) + 0{,}6 \sin \beta_2 = 0{,}85;$$

$$p = \frac{2\psi}{Z} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2} = \frac{2 \cdot 0{,}85}{7} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{65}{132}\right)^2} = 0{,}321;$$

$$H_\infty = (1 + p) H_m = 1{,}321 \cdot 20{,}2 = 26{,}7 \text{ м};$$

$$v_{m2} = K_2 v'_{m2} = 1{,}1 \cdot 2{,}11 = 2{,}32 \text{ м/сек}.$$

Во 2-м приближении

$$u_2 = \frac{v_{m2}}{2 \operatorname{tg} \beta_2} + \sqrt{\left(\frac{v_{m2}}{2 \operatorname{tg} \beta_2}\right)^2 + gH_\infty} = \frac{2{,}32}{2 \operatorname{tg}(20^\circ 55')} +$$

$$+ \sqrt{\left[\frac{2{,}32}{2 \operatorname{tg}(20^\circ 55')}\right]^2 + 9{,}81 \cdot 26{,}7} = 19{,}54 \text{ м/сек};$$

$$r_2 = \frac{u_2}{\omega} = \frac{19{,}54}{152} = 0{,}129 \text{ м};$$

$$D_2 = 2r_2 = 258 \text{ мм}; \quad b_2 = \frac{Q'_1}{\pi D_2 v'_{m2}} = \frac{0{,}0427}{3{,}14 \cdot 0{,}258 \cdot 2{,}11} = 0{,}025 \text{ м}.$$

Проверяем:

$$K_1 = \frac{1}{1 - \frac{Z\delta}{\pi D_1 \sin \beta_1}} = \frac{1}{1 - \frac{7 \cdot 3}{3{,}14 \cdot 130 \cdot 0{,}423}} = 1{,}14;$$

$$K_2 = \frac{1}{1 - \frac{Z\delta}{\pi D_2 \sin \beta_2}} = \frac{1}{1 - \frac{7 \cdot 3}{3{,}14 \cdot 260 \cdot 0{,}357}} = 1{,}08.$$

Таблица 4

Расчет профилирования цилиндрической лопасти

k	S	$r_к$	b	$v'_m = \frac{Q'}{2\pi rb}$	w	$\frac{v'_m}{w}$	t	δ	$\frac{\delta}{t}$	$\sin\beta = (7) + (10)$	β	$\mathrm{tg}\,\beta$	$B = \frac{1}{r\,\mathrm{tg}\,\beta}$	ΔS	$\frac{B_i + B_{i+1}}{2}$	$\Delta\vartheta$	$\vartheta_к = \sum_{k=1}^{k} \Delta\vartheta_i$	$\vartheta_к$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
1	0	65,0	40,0	2,64	7,12	0,371	58,2	3	0,0524	0,4234	25°03′	0,467	0,0330				0,000	0°
														10	0,0312	0,237		
2	10	72,6	37,2	2,57	7,04	0,366	65,0	4	0,0615	0,4275	25°18′	0,473	0,0295				0,237	13°36′
														10	0,0278	0,233		
3	20	81,0	34,2	2,50	6,94	0,360	72,3	5	0,0692	0,4292	25°25′	0,475	0,0260				0,470	26°58′
														10	0,0248	0,223		
4	30	90,0	31,3	2,42	6,84	0,355	80,6	6	0,0744	0,4294	25°24′	0,474	0,0235				0,693	39°48′
														10	0,0226	0,220		
5	40	100,0	29,0	2,35	6,72	0,350	89,7	6	0,0660	0,4160	24°40′	0,459	0,0218				0,913	52°24′
														10	0,0214	0,214		
6	50	110,0	27,0	2,28	6,60	0,346	98,6	5	0,0507	0,3967	23°22′	0,432	0,0210				1,127	64°36′
														10	0,0207	0,207		
7	60	120,0	26,0	2,20	6,50	0,339	107,8	4	0,0383	0,3773	22°10′	0,407	0,0205				1,334	76°30′
														9	0,0206	0,185		
8	69	129,0	25,0	2,11	6,39	0,331	115,9	3	0,0269	0,3579	20°58′	0,383	0,0207				1,519	87°00′

Так как u_2, K_1 и K_2, вычисленные во 2-м приближении, удовлетворительно совпадают с их значениями в 1-м приближении, то принимаем эти величины за окончательные

$$w_1 = K_1 \frac{v'_{m1}}{\sin\beta_1} = \frac{1,14 \cdot 2,64}{0,423} = 7,12 \text{ м/сек};$$

$$w_2 = K_2 \frac{v'_{m2}}{\sin\beta_2} = \frac{1,08 \cdot 2,11}{0,357} = 6,39 \text{ м/сек}.$$

Расчет профилирования лопасти производим в табличной форме (табл. 4).

26. Расчет колес с лопастями двойной кривизны

Особенности радиально-осевых колес. Повышение числа оборотов насоса позволяет уменьшить вес двигателя и самого насоса и, следовательно, стоимость насосного агрегата. Однако, как уже указывалось выше, это ведет к увеличению коэффициента быстроходности колеса n_s и уменьшению отношения $\frac{D_2}{D_0}$ (рис. 19).

При отношении $\frac{D_2}{D_0}$ менее 1,6 поверхность лопасти, если расположить ее только в радиальной части колеса, значительно сокращается; удельная нагрузка на нее увеличивается и тем самым понижаются кавитационные качества насоса. Поэтому целесообразно увеличить поверхность лопастей, располагая их не только в радиальной части потока, но и в месте перехода потока из осевого в радиальный, что одновременно приближает лопасти к оси насоса. Последнее уменьшает величину окружных, а следоваельно, и относительных скоростей при входе потока в колесо, что ведет к уменьшению гидравлических потерь и улучшению кавитационных свойств колеса. Вынос части поверхности лопасти в область поворота потока из осевого в радиальный приводит к наклонному расположению входной кромки по отношению к оси колеса. Входные элементы лопасти, расположенные на различном расстоянии от оси, обладают различными окружными скоростями u_1. Углы $\beta_{1,0}$ безударного поступления потока на лопасть, определяемые по уравнению $\operatorname{tg}\beta_{1,0} = \frac{v_{m1}}{u_1}$, становятся переменными по линии входной кромки. Лопасть приобретает форму поверхности двойной кривизны. Очевидно, что расчет такой лопасти значительно сложнее, чем цилиндрической.

Применение лопастей двойной кривизны позволяет довести коэффициент быстроходности центробежных колес с выходной кромкой, параллельной оси, до $n_s = 250 \div 300$; при наклонном расположении к оси выходной кромки, т. е. при диагональном направлении потока в колесе, быстроходность может быть доведена до $n_s = 450$.

Использование лопастей двойной кривизны в колесах малой быстроходности позволяет повысить их кавитационные свойства.

Постановка задачи расчета радиально-осевых колес. Лопастная система радиально-осевых колес располагается в области поворота из осевого направления в радиальное. Возникающее при повороте потока неоднородное поле скоростей создает значительное различие в условиях движения жидкости и соответственно работы лопастной системы вблизи втулки и обода колеса. Это исключает возможность применения элементарной схемы с осреднением скоростей как по окружности, так и по нормальному сечению потока, которая удовлетворительно оправдывает себя применительно к радиальным колесам с цилиндрическими лопастями.

Возникает необходимость применить другую схему движения жидкости, которая должна быть возможно простой, должна отражать закономерности реального процесса, позволять обобщать накапливаемый опыт и на базе такого обобщения строить расчет лопастной системы колеса.

В настоящее время для радиально-осевых колес находит широкое применение схема осесимметричного потока, т. е. так называемая схема бесконечного числа лопастей, оправдавшая себя применительно к радиальным колесам. Эта схема приводит трехмерную задачу обтекания лопастной системы к двухмерной, т. е. к задаче движения жидкости по поверхности лопасти, так как движение по заданной поверхности определяется двумя координатами. Очевидно, что такая схематизация реального явления значительно упрощает математическую постановку вопроса. Появляется возможность деления потока в области колеса на отдельные струи (рис. 61) поверхностями тока, имеющими форму поверхностей вращения.

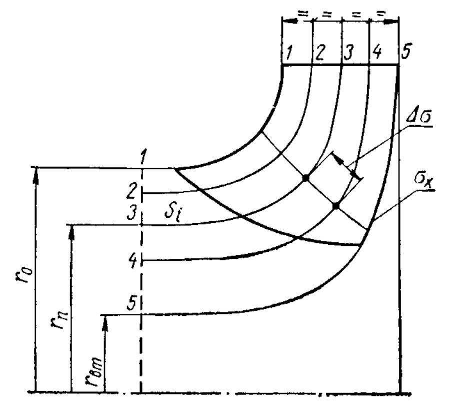


Рис. 61. Схема потока в области радиально-осевого колеса

Определение формы поверхностей тока должно вытекать из общих уравнений осесимметричного движения жидкости в области лопастной системы. Даже применительно к условиям идеальной жидкости эта задача не решена в общем виде. Имеются только частные решения; наиболее известным из них является решение, в основе которого лежит условие безвихревого движения в меридианном сечении потока жидкости ($\vec{\Omega}_u = 0$), предложенное Бауэрсфельдом [117]. Этот тип потока отвечает условию существования безвихревого движения жидкости в проточной части машин в целом (п. 14) и является достаточно теоретически обоснованным. К сожалению, экспериментальная проверка насосных лопастных систем, выполненных в соответствии с условием безвихревого движения жидкости в меридианном сечении потока, показывает часто не вполне удовлетворительные результаты. Достаточно хорошие результаты достигаются лишь при формах меридианного сечения проточной части колеса, которые обеспечивают высокую однородность поля меридианных составляющих скоростей.

Широкое признание находит так называемый равноскоростной тип потока. В этом случае скорости по поперечному сечению потока (рис. 61) принимаются одинаковыми. Такое осреднение скоростей в поперечном сечении потока в какой-то мере может быть оправдано влиянием вязкости. Удовлетворительного теоретического обоснования механизма равноскоростного потока в настоящее время пока не имеется. Экспериментальные исследования поля скоростей до колеса и после лопастной системы показывают, что путем варьирования конструкции лопастной системы можно добиться потока, приближающегося к равноскоростному на расчетном режиме. Форма поверхности лопастей при этом получается более плавной. Коэффициент полезного действия лопастной системы высокий. Преобладающее число руководств [86, 104] рекомендуют проектирование лопастных систем насосов только в равноскоростном потоке. Все большее распространение находит этот тип потока в гидротурбостроении.

Теоретически возможно в условиях осесимметричного потока с бесконечным числом рабочих лопастей формирование произвольного потока

в меридианном сечении, в том числе потока равноскоростного. Такая возможность впервые была показана проф. И. Н. Вознесенским в его работе «О построении рабочей лопатки лопастного механизма в потоке произвольного вида» (1935 г.) [17]. На эту возможность указывает также Г. Ф. Проскура [85]. Позже, независимо от двух предыдущих работ, возможность формирования потока в меридианном сечении области колеса за счет присоединенных вихрей была рассмотрена автором [61] и, наконец, в 1958 г. А. Ю. Колтоном и И. Э. Этинбергом [48]. Предлагаемый путь решения задачи создания желаемой формы поля скоростей в меридианном сечении области колеса находится в противоречии с условиями о сохранении потенциального потока во всей области проточной части машины, включая и пространство между лопастями в рабочем колесе (см. п. 14), если в потоке не происходит возникновения свободных вихрей. Упомянутые выше работы исходят из условий совершенного обтекания лопастной системы и, следовательно, безвихревого течения. Проведенные в лаборатории гидравлических машин Ленинградского политехнического института в последнее время экспериментальные исследования поля скоростей до и после рабочего колеса насоса для серии лопастных систем [66] показывают, что выводы, получаемые на основе схемы с бесконечным числом лопастей в части формирования потока за счет системы присоединенных вихрей, не подтверждаются опытом. Механизм формирования потока в меридианном сечении должен вытекать из другой схемы явления.

Схема бесконечного числа лопастей принципиально исключает возможность расчета скоростей на поверхности лопасти и, следовательно, создание метода расчета кавитационного коэффициента колеса и анализа явлений в пограничном слое. В связи с этим имеется стремление к применению анализа движения жидкости в системе с конечным числом лопастей, в области, ограниченной двумя бесконечно близкими поверхностями тока, в так называемом криволинейном слое переменной толщины. Первые попытки (1934 г.) в этом направлении были сделаны Г. Ф. Проскурой в его методе расчета конформным преобразованием на поверхности вращения [85]. Вследствие наличия некоторых неясностей в постановке задачи это предложение нуждается в дополнительной проработке и не получило до настоящего времени широкого признания. Новые предложения в этом направлении сделаны проф. С. В. Валандером [15], однако они пока находятся в стадии проработки.

Существующая теория и методы расчета радиально-осевых колес до настоящего времени не позволяют осуществлять создание лопастных систем без сочетания с экспериментальным исследованием и соответствующей доводкой формы лопастей.

Одним из отправных положений для построения лопасти радиально-осевого колеса является одинаковость напора для сечения лопасти любой поверхностью вращения, в которой расположены линии тока. Это положение вытекает из условия о наличии совершенного обтекания лопастной системы жидкостью. При отсутствии вихрей в области до колеса в этих условиях на основании теоремы Кельвина (п. 14) поток окажется безвихревым во всей области течения, в том числе внутри области колеса и за ним. Следовательно, циркуляция скорости по любому контуру, охватывающему лопасть, будет постоянной и соответственно напор одинаков. При этом воздействие лопасти на поток может быть заменено действием системы присоединенных вихрей. Присоединенные вихри лежат на поверхности лопасти, образуя непрерывную вихревую поверхность.

Общее решение задачи обтекания лопасти. Рассмотрим в общем виде задачу обтекания поверхности лопасти жидкостью.

Условие обтекания поверхности лопасти f потоком жидкости в относительном движении может быть выражено условием перпендикулярности нормали $\vec{n}_f$ к поверхности f и вектору относительной скорости $\vec{w}$

$$\cos\left(\widehat{\vec{n}_f, \vec{w}}\right) = 0. \tag{3. 83}$$

Пользуясь известной теоремой аналитической геометрии о значении косинуса угла между двумя пересекающимися прямыми в пространстве, имеем в цилиндрической системе координат (r, ϑ, z)

$$\cos\left(\widehat{\vec{n}_f, \vec{w}}\right) = \cos\left(\widehat{\vec{n}_f, \vec{r}}\right)\cos\left(\widehat{\vec{w}, \vec{r}}\right) +$$
$$+\cos\left(\widehat{\vec{n}_f, \vec{u}}\right)\cos\left(\widehat{\vec{w}, \vec{u}}\right) + \cos\left(\widehat{\vec{n}_f, \vec{z}}\right)\cos\left(\widehat{\vec{w}, \vec{z}}\right).$$

Косинусы углов нормали $\vec{n}_f$ к поверхности с координатными осями пропорциональны частным производным от функции f (r, ϑ, z) по соответствующей координате. Косинусы углов вектора $\vec{w}$ с координатными осями пропорциональны соответствующим компонентам скорости. Следовательно, условие (3. 83) можно записать в форме

$$\frac{\partial f}{\partial r} w_r + \frac{\partial f}{r\,\partial\vartheta} w_u + \frac{\partial f}{\partial z} w_z = 0. \tag{3. 84}$$

Учитывая соотношение (2. 2) между компонентами относительной и абсолютной скоростей, представим зависимость (3. 84) в виде

$$\frac{\partial f}{\partial r} v_r + \frac{\partial f}{r\,\partial\vartheta}(u - v_u) + \frac{\partial f}{\partial z} v_z = 0. \tag{3. 85}$$

Вектор $\vec{\Omega}$ присоединенного вихря также перпендикулярен $\vec{n}_f$, так как поверхность f является поверхностью присоединенных вихрей. Условие перпендикулярности $\vec{n}_f$ и $\vec{\Omega}$ запишем в форме, аналогичной (3. 84)

$$\frac{\partial f}{\partial r}\Omega_r + \frac{df}{r\,\partial\vartheta}\Omega_u + \frac{\partial f}{\partial z}\Omega_z = 0. \tag{3. 86}$$

Рассмотрим еще элемент $d\vec{r}$, принадлежащий поверхности лопасти f. Он лежит в касательной плоскости к поверхности и, следовательно, перпендикулярен нормали $\vec{n}_f$. Обозначая проекции элемента $d\vec{r}$ по координатным осям через dr, $rd\vartheta$ и dz, получим следующее условие перпендикулярности $\vec{n}_f$ и $d\vec{r}$

$$\frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{r\,\partial\vartheta} r\,d\vartheta + \frac{\partial f}{\partial z} dz = 0. \tag{3. 87}$$

Из теории определителей известно, что для существования чисел $\frac{\partial f}{\partial r}$, $\frac{\partial f}{r\,\partial\vartheta}$ и $\frac{\partial f}{\partial z}$, удовлетворяющих системы уравнений (3. 85), (3. 86) и (3. 87), необходимо и достаточно, чтобы

$$\begin{vmatrix} dr & r\,d\vartheta & dz \\ v_r & u - v_u & v_z \\ \Omega_r & \Omega_u & \Omega_z \end{vmatrix} = 0. \tag{3. 88}$$

Определитель (3. 88) представляет собой дифференциальное уравнение поверхности лопасти f в форме, впервые предложенной проф. И. Н. Вознесенским [17]. Дифференциальное уравнение поверхности лопасти (3. 88)

выражает лишь условие обтекания поверхности лопасти при безвихревом абсолютном движении жидкости и не содержит каких-либо других ограничений. Однако определение компонентов скорости и вихря возможно лишь в условиях симметричного относительно оси движения.

Осесимметричное движение жидкости. Осесимметричное движение жидкости целесообразно рассматривать в цилиндрической системе координат (r, ϑ, z).

Уравнение неразрывности в цилиндрической системе координат получим, рассмотрев течение через замкнутую поверхность элементарного объема с ортогональными гранями dr, $rd\vartheta$ и dz (рис. 62).

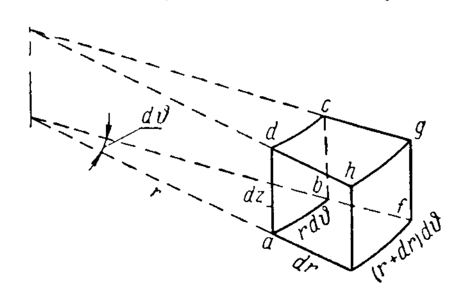


Рис. 62. Схема к выводу уравнения неразрывности и определению компонентов вектора вихря в цилиндрической системе координат

Обозначим q поток через грань элементарного объема. Тогда

$$q_{abcd} = -\varrho v_r r\, d\vartheta\, dz\, dt;$$

$$q_{efgh} = \left[\varrho v_r r + \frac{\partial(\varrho v_r r)}{\partial r} dr\right] d\vartheta\, dz\, dt;$$

$$q_{adhe} = -\varrho v_u\, dr\, dz\, dt;$$

$$q_{bcgf} = \left[\varrho v_u + \frac{\partial(\varrho v_u)}{\partial \vartheta} d\vartheta\right] dr\, dz\, dt;$$

$$q_{aefb} = -\varrho v_z r\, d\vartheta\, dr\, dt;$$

$$q_{ehgc} = \left[\varrho v_z + \frac{\partial(\varrho v_z)}{\partial z} dz\right] r\, d\vartheta\, dr\, dt.$$

Поток среды через всю замкнутую поверхность f элементарного объема

$$dt \int\limits_f \varrho v_n df = \left[\frac{\partial(\varrho v_r r)}{\partial r} + \frac{\partial(\varrho v_u)}{\partial \vartheta} + r\frac{\partial(\varrho v_z)}{\partial z}\right] dr\, d\vartheta\, dz\, dt,$$

где v_r, v_u и v_z — проекции скорости на оси цилиндрических координат;
v_n — проекция скорости на направление нормали к элементу поверхности df.

Приращение массы внутри объема $\frac{\partial\varrho}{\partial t} dr \cdot rd\vartheta\, dt\, dz$.

Составив баланс массы среды в рассматриваемом объеме и разделив на $dr \cdot rd\vartheta dzdt$, получим уравнение неразрывности в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial\varrho}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(\varrho r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(\varrho v_u)}{\partial\vartheta} + \frac{\partial(\varrho v_z)}{\partial z} = 0. \quad (3.\ 89)$$

Для несжимаемой жидкости $\varrho = \mathrm{const}$

$$\frac{\partial(r v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(r v_u)}{r\,\partial\vartheta} + \frac{\partial(r v_z)}{\partial z} = 0. \quad (3.\ 90)$$

Для осесимметричного течения $\frac{\partial(r v_u)}{r\,\partial\vartheta} = 0$, и уравнение (3. 90) принимает вид

$$\frac{\partial(r v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(r v_z)}{\partial z} = 0. \quad (3.\ 91)$$

Линии тока и линии вихрей в осесимметричном потоке. Уравнение неразрывности (3. 91) позволяет ввести понятие о функции тока в осесимметричном течении, для которой

$$r v_r = \frac{\partial\psi}{\partial z}; \quad -r v_z = \frac{\partial\psi}{\partial r}, \quad (3.\ 92)$$

или, на основании выражений (3. 91) и (3. 92),

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r\,\partial z} = \frac{\partial^2\psi}{\partial z\,\partial r}.$$

Покажем, что функция ψ является функцией тока. Уравнение линии тока имеет вид

$$\frac{dr}{v_r} = \frac{dz}{v_z} \tag{3. 93}$$

или

$$v_r\,dz - v_z\,dr = 0,$$

отсюда

$$rv_r\,dz - rv_z\,dr = \frac{\partial\psi}{\partial z}dz + \frac{\partial\psi}{\partial r}dr = d\psi = 0,$$

т. е. функция ψ на линии тока сохраняет постоянное значение. Линиям тока в меридианном сечении соответствуют поверхности тока в пространстве.

Компоненты вихря Ω абсолютной скорости в цилиндрической системе координат могут быть проще всего получены из величины циркуляции скорости по контуру граней элементарного объема (рис. 62):

$$\left.\begin{aligned}
\Omega_r &= \operatorname{rot}_r \vec{v} = \frac{\oint\limits_{(abcd)}(\vec{v}\,\vec{ds})}{r\,\partial\vartheta\,\partial z} = \frac{\frac{\partial v_z}{r\,\partial\vartheta}\,r\,d\vartheta\,dz - \frac{\partial v_u}{\partial z}\,dz r\,d\vartheta}{r\,d\vartheta\,dz} = \\
&= \frac{\partial v_z}{r\,\partial\vartheta} - \frac{\partial v_u}{\partial z};\\
\Omega_u &= \operatorname{rot}_u \vec{v} = \frac{\oint\limits_{(adhe)}(\vec{v}\,\vec{ds})}{dr\,dz} = \frac{\frac{\partial v_r}{\partial z}\,dr\,dz - \frac{\partial v_z}{\partial r}\,dz\,dr}{dr\,dz} = \\
&= \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r};\\
\Omega_z &= \operatorname{rot}_z \vec{v} = \frac{\oint\limits_{(aefb)}(\vec{v}\,\vec{ds})}{dr\cdot r\,d\vartheta} = \frac{\frac{\partial (rv_u)}{r\,\partial r}\,dr\cdot r\,d\vartheta - \frac{\partial v_z}{r\,\partial\vartheta}\,r\,d\vartheta\,dr}{dr\cdot r\,d\vartheta} = \\
&= \frac{\partial (rv_u)}{r\,\partial r} - \frac{\partial v_r}{r\,\partial\vartheta}.
\end{aligned}\right\} \tag{3. 94}$$

Для осесимметричного течения

$$\left.\begin{aligned}
\Omega_r &= -\frac{\partial v_u}{\partial z} = -\frac{\partial (rv_u)}{r\,\partial z};\\
\Omega_u &= \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r};\\
\Omega_z &= \frac{\partial (rv_u)}{r\,\partial r}.
\end{aligned}\right\} \tag{3. 95}$$

Рассмотрим компонент вектора вихря, лежащий в меридианной плоскости

$$\vec{\Omega}_m = \vec{\Omega}_r + \vec{\Omega}_z. \tag{3. 96}$$

Составим уравнение линии вихря Ω_m

$$\frac{dr}{\Omega_r} = \frac{dz}{\Omega_z} \quad \text{или} \quad \Omega_z\,dr - \Omega_r\,dz = 0. \tag{3. 97}$$

Из выражений (3. 95) и (3. 97) имеем

$$\Omega_z dr - \Omega_r dz = \frac{\partial (rv_u)}{r\,\partial r} dr = \frac{\partial (rv_u)}{r\,\partial z} dz = \frac{1}{r} d(rv_u) = 0.$$

Следовательно, линии вихря Ω_m совпадают с линиями

$$rv_u = \text{const}.$$

Дифференциальное уравнение линии пересечения лопасти с поверхностями тока. Поверхность лопасти f проще всего определить линиями l пересечения ее с поверхностями S. Относительные скорости касательны одновременно к поверхности лопасти f и к поверхности тока S, следовательно, они направлены по линии пересечения этих двух поверхностей, которая представляет собой линию тока. Составим ее дифференциальное уравнение. Проведем коническую поверхность, касательную к поверхности тока S, так, чтобы она содержала элемент ds. Дифференциальное уравнение линии тока l на поверхности тока S (рис. 63) может быть представлено в виде

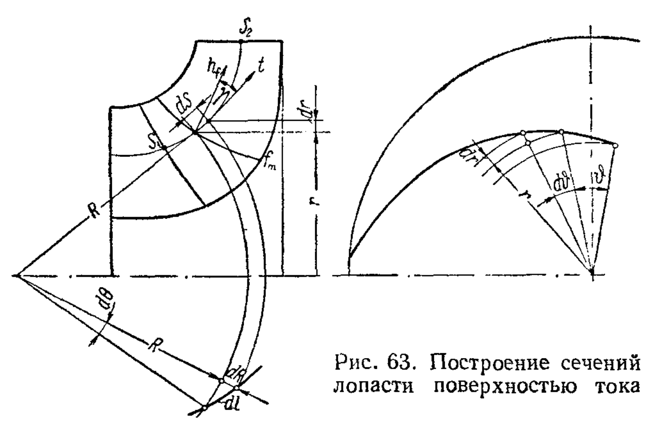


Рис. 63. Построение сечений лопасти поверхностью тока

$$\frac{ds}{w_m} = \frac{R\,d\theta}{w_u}, \tag{3. 98}$$

где R и θ — соответственно радиус и угол на развертке конической поверхности.

Переходя от значений компонентов относительной скорости w к компонентам абсолютной скорости v, получим из уравнения (3. 98)

$$\frac{ds}{R\,d\theta} = \frac{w_m}{w_u} = \frac{v_m}{u - v_u}, \tag{3. 99}$$

где под u и v_u приняты их численные значения.

Переходя от размеров на развертке конической поверхности к размерам в плане колеса, имеем

$$R\,d\theta = r\,d\vartheta, \tag{3. 100}$$

так как элемент длины окружности проектируется в плане без искажения. Здесь r и ϑ — радиус и угол в плане колеса.

Уравнение (3. 99) определяет собой тангенс угла наклона β элемента линии тока dl в окружности r

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{ds}{R\,d\theta} = \frac{ds}{r\,d\vartheta} = \frac{v_m}{u - v_u} \tag{3. 101}$$

и представляет собой дифференциальное уравнение линии l пересечения лопасти с поверхностью тока S. Преобразуем уравнение (3. 99) так, чтобы в выражение вошла заданная функция $v_u r$, и решим его относительно элемента

$$ds = \frac{v_m r^2}{\omega r^2 - v_u r} d\vartheta. \qquad (3.102)$$

Построение поверхности лопасти при окружной составляющей присоединенного вихря, равной нулю. Простейший путь для расчета поверхности лопасти f получается, если принять окружную составляющую вектора вихря Ω_u равной нулю. Такое предложение не противоречит условиям работы лопасти колеса, так как приращение энергии частицы жидкости в области колеса пропорционально изменению момента скорости $v_u r$ (2. 55), от которого Ω_u не зависит [выражение (3. 94)].

Условие

$$\Omega_u = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} = 0 \qquad (3.103)$$

приводит к наличию функции потенциала φ меридианной скорости v_m

$$v_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad \text{и} \quad v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \qquad (3.104)$$

Из условий (3. 103) и (3. 104) имеем

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r\, \partial z} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z\, \partial r}.$$

Эквипотенциальные линии $\varphi = \text{const}$ определяются уравнением

$$d\varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial r} dr + \frac{\partial \varphi}{\partial z} dz = v_r dr + v_z dz = 0$$

или

$$\frac{dr}{v_z} = -\frac{dz}{v_r}. \qquad (3.105)$$

Определяя косинус угла между линией тока S (3. 93) и эквипотенциальной линией σ (3. 105), получим

$$\cos\left(\widehat{s, \sigma}\right) = v_r v_z + (-v_r) v_z = 0,$$

т. е. линии тока S перпендикулярны эквипотенциальным линиям σ.

Строя потенциальный поток в меридианном сечении области колеса (метод и практический способ построения потенциального потока, см., например, [48]), получим поле скоростей v_m' (рис. 64).

Из условия параллельности вектора вихря поверхности f при $\Omega_u = 0$ имеем

$$\frac{df}{dr}\Omega_r + \frac{\partial f}{\partial z}\Omega_z = 0, \qquad (3.106)$$

т. е. нормаль к меридианному сечению поверхности лопасти f_m составляет прямой угол с линией вихря Ω_m. Следовательно, меридианные сечения поверхности лопасти f_m совпадают с линиями вихря Ω_m или с линиями $v_u r = \text{const}$. Отсюда при $\Omega_u = 0$ линии $v_u r = \text{const}$ лежат в меридианных плоскостях и проектируются в плане лопасти прямыми линиями.

Если задаться законом изменения $v_u r$ в функции угла θ для одной из линий тока, то при наличии значений v_m из построения потенциального потока можно построить лопасть, так как этот закон $v_u r\ (\theta)$ будет общим для всей поверхности лопасти.

В уравнении (3. 101) величины $v_m r^2$ и ωr^2 для каждой линии тока заданы в функции S, а $v_u r$ — в функции угла ϑ. Все функции, вошедшие в уравнение (3. 101), заданы в форме таблиц или графиков. Решение уравнения (3. 101) может быть получено методом последовательных приближений и, следовательно, может быть найдена поверхность лопасти (рис. 65).

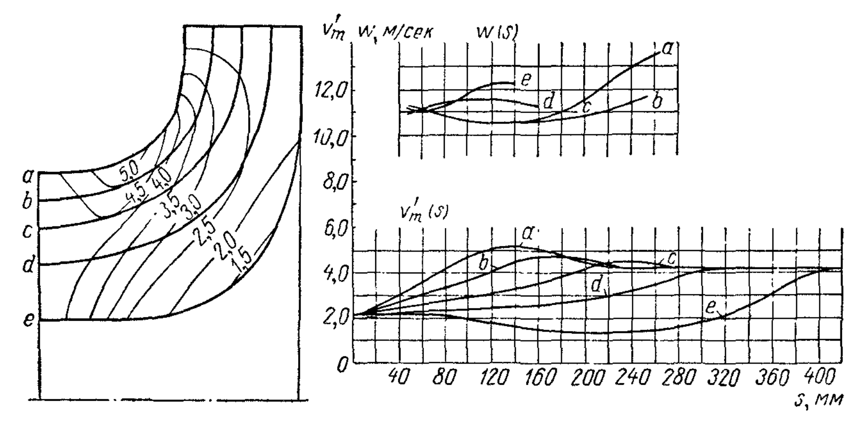


Рис. 64. Потенциальный поток в области колеса и графики скоростей вдоль линий тока

Определяя линии пересечения поверхности лопасти с выбранными поверхностями тока, находим всю поверхность лопасти.

Расчет поверхности лопасти при равенстве нулю окружной составляющей вихря $\Omega_u = 0$ теоретически наиболее обоснован. Использование

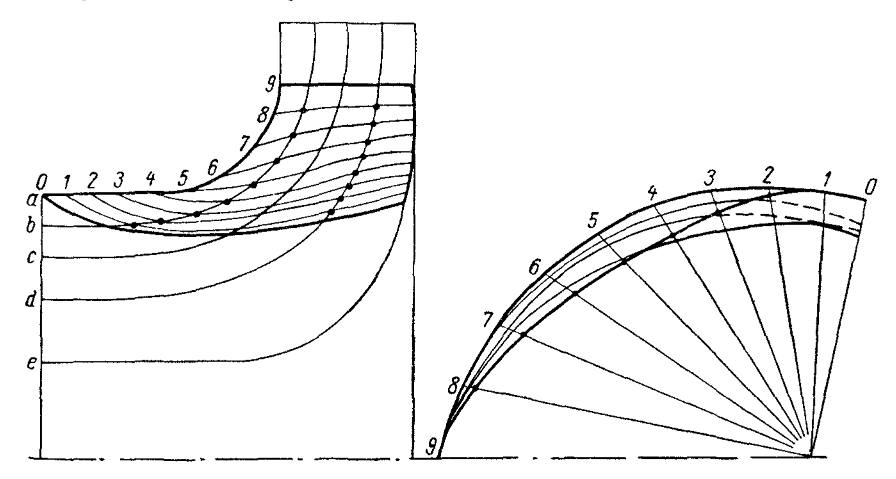


Рис. 65. Лопасть, построенная при $\Omega_u = 0$

этого метода построения лопасти, очевидно, может дать хорошие результаты только в условиях достаточной однородности поля меридианных скоростей v_m. В противном случае будут неизбежно иметь место области со значительной диффузорностью потока, а следовательно, и вероятность отрыва потока от поверхности лопасти. При этом произойдет полная перестройка потока реальной жидкости по сравнению с расчетной схемой, что приведет к существенному отличию действительного явления от дан-

ных расчета. Как правило, значительные нарушения в организации потока приводят к увеличению гидравлических потерь и снижению к. п. д. Однородность потока меридианных составляющих скоростей может быть достигнута путем увеличения радиусов кривизны контуров проточной части колеса в меридианном сечении. Это ведет к увеличению размеров колеса в осевом направлении, в большинстве случаев противоречит общим технико-экономическим требованиям к конструкции машины и ограничивает область использования построения лопасти по схеме $\Omega_u = 0$.

Построение поверхности лопасти в равноскоростном потоке. Опыт показывает возможность существенного воздействия на поле меридианных составляющих скоростей при входе и выходе потока из колеса за счет формы лопастей. Это открывает возможность использования более благоприятных с конструктивной точки зрения форм меридианных сечений проточной части колеса. За основу для расчета лопасти в этом случае принимают так называемое равноскоростное поле скоростей, т. е. поле скоростей, в котором производят осреднение значений скоростей по ортогональным сечениям потока. Способ построения лопастей в равноскоростном потоке получил широкое распространение. Пока он может быть обоснован лишь практикой насосостроения и данными экспериментальных лабораторных исследований. Наличие целых серий технически высокоэффективных насосов с лопастями колес, рассчитанными в равноскоростном потоке, свидетельствует о возможности и целесообразности такого метода проектирования колес в сочетании с экспериментальной лабораторной отработкой форм лопастей.

Метод расчета лопасти радиально-осевого колеса в равноскоростном потоке представляет собой развитие элементарного способа построения цилиндрических лопастей радиальных колес. Сущность его заключается в том, что расчет сечения лопасти вдоль каждой линии тока ведется обособленно, исходя из значений v_m, полученных построением равноскоростного потока и общего для всего колеса расчетного напора H_∞. Отсутствие достаточного теоретического обоснования этого метода требует возможно полного подобия образцам лопастных колес, имеющим по данным эксперимента хорошие энергетические и кавитационные характеристики. В противном случае необходима экспериментальная лабораторная отработка моделей.

Построение равноскоростного потока в области колеса. Метод построения равноскоростного потока непосредственно вытекает из его определения. Поток строится последовательными приближениями в заданном меридианном сечении колеса. Поверхности дисков колеса принимаются за линии тока.

Вначале определяют расположение линий тока S в первом приближении. Для этого делят сечение при входе в колесо f_0 и при выходе из него f_2 на равные площади. Намечают на глаз положение линий тока S и эквипотенциальных линий σ_x в средней части потока (рис. 67).

Расход по сечению σ_x равен

$$Q' = \int_{\mathrm{I}}^{n} v_{mx} 2\pi r \, d\sigma = 2\pi v_{mx} \int_{\mathrm{I}}^{n} r \, d\sigma, \tag{3.107}$$

так как скорость v_{mx} по сечению σ_x должна быть постоянной. Отсюда скорость в сечении σ_x равна

$$v_{mx} = \frac{Q'}{2\pi r_0^2 \int_{\mathrm{I}}^{n} \bar{r} \, d\bar{\sigma}}. \tag{3.108}$$

Здесь $\bar{r} = \frac{r}{r_0}$ и $d\bar{\sigma} = \frac{d\sigma}{r_0}$ — безразмерные значения r и $d\sigma$.

Отношение скоростей v_{mx} к v_0 дает

$$\bar{v}_{mx} = \frac{v_{mx}}{v_0} = \frac{1 - \bar{r}^2_{вm}}{2\int\limits_1^n \bar{r}\, d\bar{\sigma}} = \frac{1 - \bar{r}^2_{вm}}{2F}. \qquad (3.109)$$

Величину $F = \int\limits_1^n \bar{r}\, d\bar{\sigma}$ находим численным интегрированием, порядок которого виден из табл. 5. По полученным табличным значениям строят график F (σ) (рис. 66). На нем делят полное значение F на n—1 равных

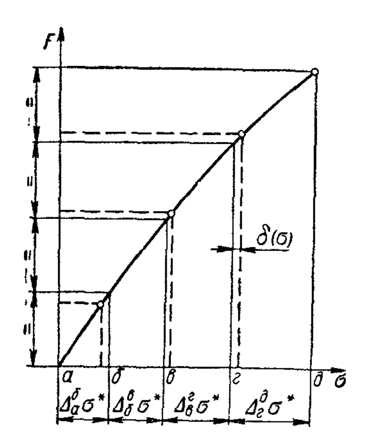


Рис. 66. График F (σ)

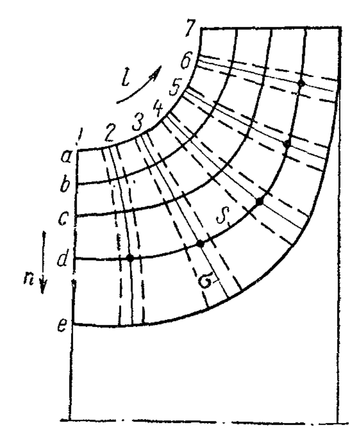


Рис. 67. Построение линий S и σ в равноскоростном потоке

частей в соответствии с числом линий тока n. Определяют значения $\Delta\sigma^*$ во втором приближении и по ним находят новое положение линий тока в сечении σ_x, по которым строят первое приближение положений линий тока S во всей области колеса.

Второе приближение положений линий тока S находят строя все линии σ. Для этого линию тока $k = 1$ делят на m—1 равных частей в соответствии с принятым числом m линий σ (рис. 67). Затем строят линии σ, составляют табл. 5, корректируют положение линий тока S и линий ортогональных сечений потока σ. Таким путем получают второе приближение расположения линий тока S и линий σ.

Линии ортогональных сечений σ по смыслу постановки вопроса являются линиями равных значений скоростей.

Расчет поверхности лопасти в равноскоростном потоке по заданному закону $w(S)$. В основу расчета поверхности лопасти в равноскоростном потоке закладывается закон изменения относительных скоростей w в функции длины линии тока S. Каждое сечение лопасти поверхностью тока в этом случае рассчитывается обособленно. Общей для всех линий тока является величина расчетного напора H_∞. Поверхность лопасти при входе потока в этом случае выполняют по закону винтовой поверхности. Такая поверхность обеспечивает условия безударного поступления потока при некоторой подаче $Q_{\delta-0} = mQ'$ одновременно по всей входной кромке лопасти. Коэффициент m определяется величиной угла δ, выбираемого по одной из линий тока, обычно по линии тока у ведомого диска колеса.

Таблица 5

Порядок расчета положений линий тока в равноскоростном потоке

i	k	$\bar{r}$	$\Delta\bar{\sigma}$	$\bar{r}_{cp} = \frac{\bar{r}_i + \bar{r}_{i+1}}{2}$	$\Delta F = \bar{r}_{cp}\,\Delta\bar{\sigma}$	$\bar{F} = \sum^{i} \Delta F_i$	$\bar{\sigma} = \sum^{i} \Delta\bar{\sigma}$	$\Delta\sigma^*$	$\delta(\Delta\sigma) = \Delta\sigma - \Delta\sigma^*$	$\frac{\delta(\Delta\sigma)}{\Delta\sigma}\,100$	$\bar{\sigma}^*$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
a	1										
	2										
	3										
	4										
	5										

Угол безударного входа потока по линии тока у ведомого диска колеса, которую обозначим $k = 1$, находим из уравнения (3. 15)

$$\operatorname{tg}\beta_{1,\,1,\,0} = \frac{K_{1,\,1} v'_{m\,1,\,1}}{u_{1,\,1}}, \tag{3. 110}$$

где $K_{1,\,1}$ — коэффициент стеснения при входе потока по линии тока $k = 1$;

$u_{1,\,1}$ — окружная скорость в соответствующей точке входной кромки лопасти колеса.

Принимая угол атаки δ_1 по первой линии тока у ведомого диска колеса, имеем угол наклона лопасти

$$\beta_{1,\,1} = \beta_{1,\,1,\,0} + \delta_1$$

и соответственно

$$\operatorname{tg}\beta_{1,\,1} = \frac{K_{1,\,1}\left(v'_{m\,1}\right)_{\delta=0}}{u_{1,\,1}}, \tag{3. 111}$$

где $\left(v'_{m1}\right)_{\delta=0}$ — некоторая меридианная составляющая скорости, соответствующая условиям безударного поступления потока на лопасть при заданном значении угла $\beta_{1,\,1}$.

Отношение

$$\frac{\left(v'_{m\,1}\right)_{\delta=0}}{v'_{m\,1}} = \frac{\operatorname{tg}\beta_{1,\,1}}{\operatorname{tg}\beta_{1,\,1,\,0}} = \frac{(Q')_{\delta=0}}{Q'} = m \tag{3. 112}$$

представляет собой значение коэффициента m, которое при винтовой поверхности входного элемента лопасти остается одинаковым по всей входной кромке.

Входной угол $\beta_{1,\,k}$ для точки входной кромки, расположенной на линии тока S_k, определится выражением

$$\operatorname{tg}\beta_{1,\,k} = m \operatorname{tg}\beta_{1,\,k,\,0}. \tag{3. 113}$$

Переходя к безразмерным величинам

$$\bar{v}_{m1,k} = \frac{v'_{m1,k}}{u_0}$$

и

$$\bar{u}_{1,k} = \frac{u_{1,k}}{u_0} = \frac{\omega r_{1,k}}{\omega r_0} = \bar{r}_{1,k},$$

находим

$$\operatorname{tg}\beta_{1,k} = mK_{1,k}\frac{\bar{v}_{m1,k}}{\bar{r}_{1,k}}. \tag{3.114}$$

Безразмерная скорость $\bar{\bar{v}}_{m1,k}$ определяется из построения равноскоростного потока. Если входная кромка близка к ортогональному сечению потока σ, скорость $\bar{v}_{m1,k}$ имеет одинаковое значение вдоль входной кромки лопасти.

Величина

$$p_1 = 2\pi r_{1,k}\operatorname{tg}\beta_{1,k}, \tag{3.115}$$

представляет собой шаг винтовой поверхности входного элемента лопасти.

Расположение входной кромки в меридианном сечении области колеса принимают по подобию с испытанными образцами сходной быстроходности. В ходе дальнейшего расчета сечений лопасти расположение входной кромки корректируется. Расчет входных углов лопасти $\beta_{1,k}$ и относительных скоростей $w_{1,k}$ по линиям тока сводится в таблицу (табл. 6). Значение коэффициента стеснения $K_{1,k}$ вначале принимается предварительно, а затем его значение $K^*_{1,k}$ рассчитывается и по нему определяют относительную скорость $\bar{w}_{1,k}$.

Выходную кромку лопасти в меридианном сечении области колеса по возможности стремятся расположить параллельно оси колеса ($r_{2,k} = \text{const}$). Такое расположение кромки лопасти обеспечивает широкую зону высоких значений к. п. д. Выбор угла выхода лопасти β_2 производят по уравнению (3. 72).

Безразмерное значение относительной скорости $w_{1,k}$ при поступлении потока на лопасть колеса

$$\bar{w}_{1,k} = \frac{w_{1,k}}{u_0} = K_{1,k}\frac{\bar{v}_{m1,k}}{\sin\beta_{1,k}}. \tag{3.116}$$

Относительная скорость на выходе из колеса

$$\bar{w}_{2,k,\infty} = K_{2,k}\frac{\bar{v}_{m2,k}}{\sin\beta_{2,k}}. \tag{3.117}$$

Выбирая отношение $\frac{\bar{w}_{2,k,\infty}}{\bar{w}_{1,k}}$ по соображениям безотрывности обтекания лопастей в границах 1—0,75, определяют

$$\sin\beta_{2,k} = \frac{\bar{w}_{1,k}}{\bar{w}_{2,k\infty}}\cdot\frac{K_{2,k}}{K_{1,k}}\cdot\frac{\bar{v}_{m2}}{\bar{v}_{m1}}\sin\beta_{1,k}. \tag{3.118}$$

Расчет внешнего радиуса колеса r_2 производят по уравнению (3. 74). Обозначая безразмерный напор

$$\bar{H}_\infty = \frac{2gH_\infty}{u_0^2}, \tag{3.119}$$

Таблица 6

Порядок расчета элементов лопасти при входе потока

k	$\bar{S}_1$	$\bar{r}_1$	$\bar{\Delta}_1$	γ_1	v^*_{m1}	$K_{1,k}$	$\operatorname{tg}\beta_{1,0,k} = \frac{K_{1,k}v^*_{m1,k}}{r_{1,k}}$	$\beta_{1,0,k}$	m	$\operatorname{tg}\beta_{1,k} = m\operatorname{tg}\beta_{1,0,k}$	$\beta_{1,k}$	$\sin\beta_{1,k}$	$\cos\gamma_k$	$\bar{\Delta}_{s,k} = \frac{\bar{\Delta}_k}{\cos\gamma_k}$	$\bar{t}_k = \frac{2\pi\bar{r}_k}{Z}$	$\frac{\bar{\Delta}_s}{\sin\beta_{1,k}}$	$\bar{t}_k - \frac{\bar{\Delta}_{s,k}}{\sin\beta_{1,k}}$	$K^*_{1,k}$	$\bar{w}_{1,k} = \frac{K_{1,k}v_{m,1,k}}{\sin\beta_{1,k}}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1																			
2																			
3																			
4																			
5																			

Таблица 7

Порядок расчета элементов лопасти при выходе потока

k	$\bar{S}_2$	$\bar{r}_2$	$\bar{\Delta}_2$	γ_2	K_2	v^*_{m2}	$\operatorname{tg}\beta_2$	β_2	$\sin\beta_2$	$\cos\gamma$	$\bar{\Delta}_s$	$t_k = \frac{2\pi\bar{r}_k}{Z}$	$\frac{\bar{\Delta}s}{\sin\beta_{2,k}}$	$t_k - \frac{\bar{\Delta}_{s,k}}{\sin\beta_{2,k}}$	$K^*_{2,k}$	$\bar{w}_{2,k} = \frac{K^*_{2,k}v_{m2,k}}{\sin\beta_2}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
1																
2																
3																
4																
5																

находим

$$\frac{u_2}{u_0} = \frac{v_{m\,2}}{u_0} \cdot \frac{1}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2} + \sqrt{\left(\frac{v_{m\,2}}{u_0} \cdot \frac{1}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2}\right)^2 + \frac{gH_\infty}{u_0^2}}.$$

Откуда получаем расчетную формулу для определения безразмерной величины выходного радиуса колеса $\bar{r}_2$

$$\bar{r}_2 = \frac{K_2 \bar{v}_{m\,2}}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2} + \sqrt{\left(\frac{K_2 \bar{v}_{m\,2}}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2}\right)^2 + \frac{\bar{H}_\infty}{2}}. \qquad (3.\ 120)$$

Определив значение радиуса $\bar{r}_2$ по параметрам для одной из линий тока, принимают его одинаковым для всей выходной кромки лопасти. При одинаковом значении расчетного напора $\bar{H}_\infty$ и радиуса $\bar{r}_2$ величина $\frac{K_2 \bar{v}_{m\,2}}{\mathrm{tg}\,\beta_2}$ на основании уравнения (3. 120) должна также сохранять одинаковое значение для всей выходной кромки. Это условие используется для определения углов $\beta_{2,\,k}$ для остальных сечений лопасти

$$\mathrm{tg}\,\beta_{2,\,k} = \mathrm{tg}\,\beta_2 \frac{K_{2,\,k} \bar{v}_{m\,2,\,k}}{K_2 \bar{v}_{m\,2}}. \qquad (3.\ 121)$$

Расчет элементов лопасти при выходе потока производится в табличной форме (табл. 7). Значение коэффициента стеснения $K_{2,\,k}$ уточняется методом последовательных приближений.

Построение сечений лопасти поверхностями тока ведется на основании закона изменения относительной скорости $w\,(s)$ вдоль линии тока S. Закон $w\,(s)$ устанавливается по значениям относительной скорости при входе в колесо (табл. 6) и при выходе из него (табл. 7) так, чтобы изменение значений относительных скоростей вдоль линий тока S протекало монотонно. Наличие максимумов или минимумов в значениях относительных скоростей внутри области колеса приводит к возникновению дополнительных потерь на преобразование кинетической энергии в давление.

Расчет сечений лопасти поверхностями тока по заданному закону $w\,(s)$ ведется в табличной форме (табл. 4) в соответствии с методикой, изложенной ранее, либо по табл. 8 по безразмерным величинам.

Расчет производят со стороны выходной кромки лопасти, положение которой выбирается, как указано выше, в сторону входной кромки. Расположение последней получается в результате расчета. Закон изменения относительной скорости $w\,(s)$ и изменение толщины лопасти $\Delta\,(s)$ варьируют так, чтобы получить желаемое расположение входной кромки лопасти и незначительно отличающиеся значения центрального угла $\vartheta_{л,\,k}$, занимаемого сечениями лопасти различными поверхностями тока в плане. Изменение $\vartheta_{л,\,k}$ от сечений у ведомого к сечениям у ведущего диска колеса должно происходить монотонно, в противном случае невозможно построение плавной поверхности лопасти. Изменения толщины лопасти $\Delta\,(s)$ вдоль различных линий тока S должны быть согласованы между собой, чтобы обеспечить монотонность изменения толщины лопасти Δ в меридианных сечениях.

Конформное отображение сечений лопасти. В целях согласования полученных расчетом форм сечения лопасти поверхностями тока и отработки формы профиля лопасти по толщине строится конформное отображение сечений на плоскость (рис. 68). В конформном отображении углы наклона лопасти β сохраняются, что и используется при построении.

Имеем

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{d\bar{s}}{\bar{r} d\vartheta} = \frac{d\bar{s}}{d\bar{l}_u}, \qquad (3.122)$$

где $d\bar{l}_u = r d\vartheta$ — проекция элемента длины лопасти dl на направление касательной к окружности u.

Находим значение $\bar{l}_u$ из уравнения

$$d\bar{l}_u = \bar{r} d\vartheta. \qquad (3.123)$$

Зависимость r от ϑ находим из расчета сечения лопасти (табл. 8).

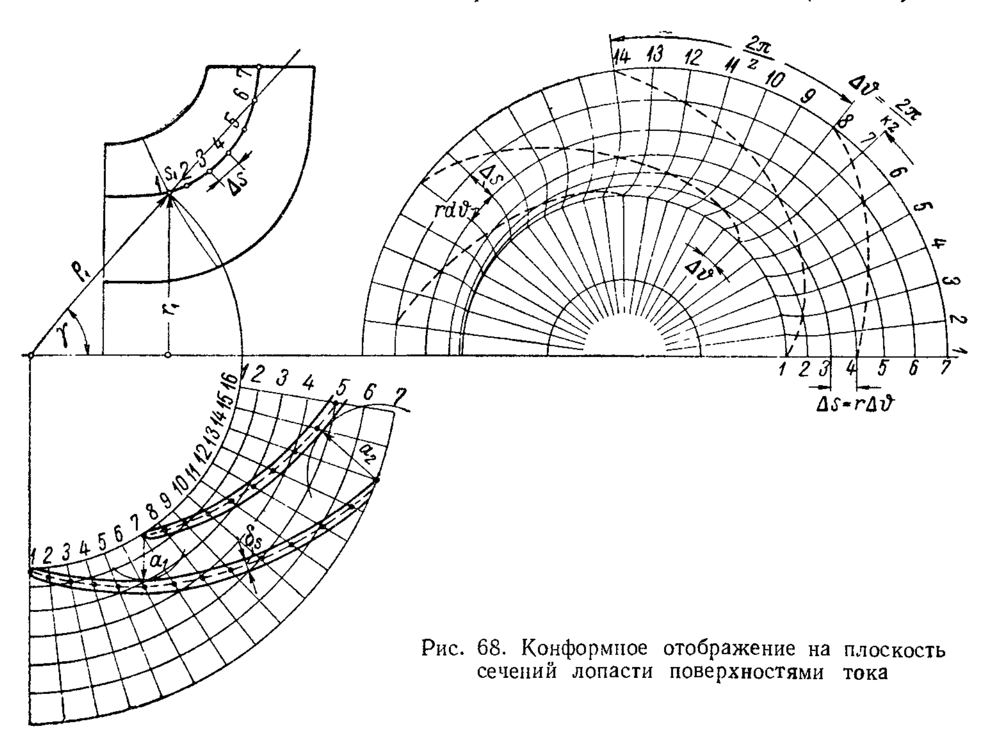


Рис. 68. Конформное отображение на плоскость сечений лопасти поверхностями тока

Прибегая к численному интегрированию, находим

$$l_u = \sum_{i=1}^{i=m} \frac{r_i + r_{i+1}}{2} \Delta\vartheta. \qquad (3.124)$$

Интегрирование проводится в табличной форме (табл. 8, графы. 21, 22 и 23). По значениям $\bar{S}$, $\bar{\Delta}$ и $\bar{l}_u$ (табл. 8, графы 2, 8 и 23) строится конформное отображение сечений лопасти поверхностями тока на плоскость.

Построение поверхности лопасти по отдельным сечениям поверхностями тока содержит в этом случае элемент произвола. Взаимное расположение сечений по углу в плане может быть принято различным и самим методом расчета не предопределяется, что и является существенным его недостатком. В связи с этим расположение сечений лопасти в плане следует производить, ориентируясь по образцам рабочих колес, близких по конструкции и быстроходности и показавших хорошие результаты при испытаниях.

Таблица 8

Порядок расчета сечения лопасти поверхностно тока по заданному закону

i	$\bar{S}$	$\bar{r}$	$\bar{v}^*_m$	$\bar{w}_\infty$	$\frac{\bar{v}^*_m}{\bar{w}_\infty}$	$\bar{t}$	$\bar{\Delta}$	γ	$\cos\gamma$	$\bar{\Delta}s$	$\frac{\bar{\Delta}_s}{\bar{t}}$	$\sin\beta = (6) + (12)$	β	$\operatorname{tg}\beta$	$B = \frac{1}{\bar{r}\operatorname{tg}\beta}$	$\overline{\Delta S}$	B_{cp}	$\Delta\vartheta = (18)\cdot(17)$	$\vartheta = \sum \Delta\vartheta$	$\bar{r}_{cp} = \frac{\bar{r}_i + \bar{r}_{i+1}}{2}$	$\Delta\bar{l}_u = \bar{r}_{cp}\Delta\vartheta$	$\bar{l}_u = \sum \Delta\bar{l}_u$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
m	S_2	$\bar{r}_2$	$\bar{v}^*_{m2}$	$\bar{w}_{\infty 2}$																		
$m-1$																						
$m-2$																						
. . . .																						
1	S_1	$\bar{r}_1$	$\bar{v}^*_{m1}$	$\bar{w}_{\infty 1}$																		

Примечания:
1. В круглых скобках дан номер графы. При расчете вместо номера следует подставить соответствующее значение.
2. Графы с 21 по 23 — к расчету конформного отображения.

В ответственных конструкциях насосов больших мощностей компоновка поверхности лопасти по отдельным сечениям должна являться предметом экспериментальной отработки на модели.

Критерием целесообразности варианта должны являться как внешние характеристики насоса, так и поле скоростей при входе в колесо и при выходе из него; поле скоростей должно приближаться к равноскоростному. Предварительно можно рекомендовать располагать кромки лопастей так: входную в плане — радиально или несколько наклонно (точка входной кромки у ведущего диска может быть смещена до 10—15° в сторону, обратную вращению колеса), выходную — параллельно оси колеса или наклонно, смещая точку у ведомого диска колеса в сторону вращения.

ГЛАВА 4

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ КОРПУСА

27. Элементы проточной части корпуса

Проточную часть корпуса образуют каналы, подводящие к рабочему колесу и отводящие от него рабочую жидкость. Подвод потока к рабочему колесу в зависимости от конструкции насоса осуществляется прямоосным патрубком конфузорного типа или изогнутым патрубком с коленом; в многоступенчатых насосах подвод потока жидкости из предыдущей ступени в колесо последующей осуществляется переводным каналом в центробежных насосах или лопаточным отводом (выправляющим аппаратом) в осевых насосах. Функции каналов подвода потока во всех случаях заключаются в обеспечении нужной величины и нужного направления скорости жидкости при входе в колесо. При этом поле скоростей должно быть возможно более осесимметричным и равномерным по всему сечению. В большинстве случаев скорость жидкости в подводящих каналах возрастает, и потери в них самих относительно незначительны, однако нарушение равномерности поля скоростей оказывает существенное влияние на величину потерь в рабочем колесе и последующих элементах проточной части.

Каналы для отвода потока должны, во-первых, обеспечивать осесимметричный поток жидкости при выходе из рабочего колеса и тем самым создавать условия для установившегося относительного движения в области колеса и, во-вторых, преобразовывать кинетическую энергию потока, выходящего из колеса, в энергию давления. При этом проектирование отводящих каналов должно вестись так, чтобы указанный процесс преобразования кинетической энергии не нарушал осевой симметрии потока при выходе из колеса. В противном случае возникнут дополнительные гидравлические потери и произойдет снижение к. п. д. насоса. Относительная величина напора, преобразуемого в отводящих каналах в давление, согласно уравнению (3. 31), равна

$$\frac{H_\partial}{H_m} = (1 - \varrho) = \frac{gH_m}{2u_2^2}. \tag{4.1}$$

Отсюда чем меньше коэффициент реакции лопастного колеса ϱ, тем большую долю напора отводящие каналы преобразуют в давление и тем существеннее сказывается их гидравлическое совершенство на полном к. п. д. насоса. Нормально в диффузоре отводящего канала в давление преобразуется от одной четверти до трети напора лопастного колеса.

Отвод потока является важным элементом проточной части, в значительной степени определяющим техническое совершенство насоса.

Отводящие каналы выполняются в виде спиральных или лопаточных отводов. Принципиального различия в функциях этих двух типов не имеется. Различие заключается главным образом в конструктивных и технологических особенностях. С точки зрения гидравлики спиральному отводу может быть придана более совершенная обтекаемая форма, однако каналы его недоступны механической обработке: их конфигурация, размеры и чистота поверхности должны обеспечиваться непосредственно в отливке. Лопаточные отводы, наоборот, имеют прямоугольную форму каналов, приспособленную к механической обработке, но принципиально менее благоприятную в гидравлическом отношении. Вследствие того, что на гидравлических свойствах каналов чистота поверхности и отклонение от теоретической формы существенно сказываются при малых абсолютных размерах каналов, когда их точность и чистота, получаемые в отливке, оказываются недостаточными, механически обработанные лопаточные отводы обеспечивают лучшие гидравлические свойства. Очевидно, что граница целесообразности применения спирального или лопаточного отвода зависит от совершенства технологии отливки. Таким образом, в насосах с одинаковыми параметрами в зависимости от условий производства могут применяться различные конструкции отводящих каналов. Вообще же лопаточные отводы применяются почти исключительно в многоступенчатых насосах, где они создают ряд конструктивных преимуществ. Спиральные отводы обладают большим конструктивным преимуществом в одноколесных типах насосов. В последнее время по мере совершенствования точности и чистоты поверхности каналов, получаемых отливкой, спиральные отводы стали применяться также и в многоступенчатых насосах.

28. Спиральные отводы

Спиральный отвод (рис. 69) состоит из спирального канала с постепенно нарастающими сечениями *1—8* и диффузора. Как указывалось выше,

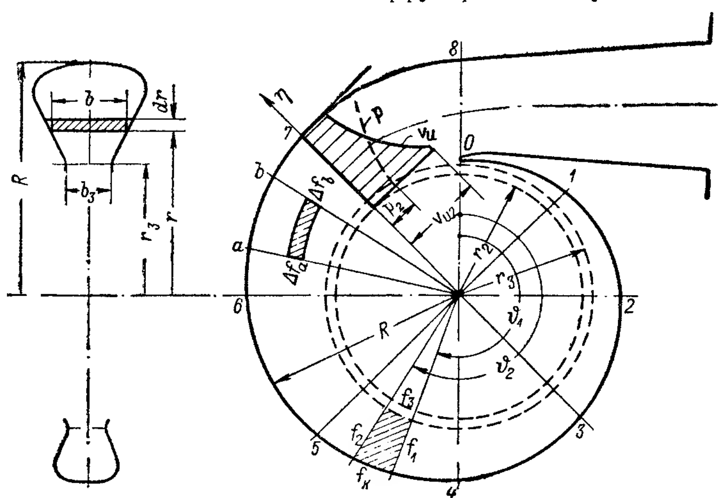


Рис. 69. Схема спирального отвода

в целях обеспечения в рабочем колесе установившегося относительного движения поток в спиральном отводе должен быть осесимметричным. Для этого потоку жидкости, выходящему из колеса, предоставляется

возможность свободного движения по инерции путем придания спиральному отводу формы, соответствующей поверхностям тока такого потока.

В условиях свободного потока момент взаимодействия жидкости со стенками спирального отвода должен быть равен нулю. Выделим меридианными сечениями a и b элемент длины струйки сечением Δf. Применим к выделенному объему уравнение моментов количества движения относительно оси насоса. Момент ΔM_z внешних сил, приложенных к поверхности элемента струйки f, равен

$$\Delta M_z = \int r v_u \varrho v_n\, df = \int\limits_{\Delta f_b} r v_u \varrho v_n\, df - \int\limits_{\Delta f_a} r v_u \varrho v_n\, df.$$

Так как нормальная составляющая v_n скорости по боковой поверхности струйки равна нулю, ее значение по сечению f_b равно v_u, а по сечению f_a оно равно $-v_u$ вследствие того, что скорость и внешняя нормаль к поверхности направлены в противоположные стороны. Учитывая, что

$$\int\limits_{\Delta f} \varrho v_n\, df = \frac{\Delta G}{g},$$

где ΔG — элементарный весовой расход среды по струйке, получим

$$\Delta M_z = \frac{\Delta G}{g}\left[(v_u r)_b - (v_u r)_a\right].$$

В свободном потоке момент ΔM_z внешних сил, приложенных к поверхности струйки, равен нулю. Отсюда

$$(v_u r)_b = (v_u r)_a.$$

Так как сечения a и b могут быть выбраны произвольно, а начальное значение момента скорости для всех струек равно значению $v'_{u\,2} r_2$ при выходе потока из рабочего колеса, то

$$v_u r = v'_{u\,2} r_2 = \text{const} \tag{4.2}$$

во всей области спирального канала.

При условии равенства нулю момента скорости потока до поступления в лопастное колесо из основного уравнения насоса (2. 57) имеем

$$v_u r = v'_{u\,2} r_2 = \frac{gH_m}{\omega} = \frac{1}{2\pi}\Gamma_c, \tag{4.3}$$

где Γ_c — постоянная спирального отвода.

Уравнение (4. 3) устанавливает закон распределения окружных составляющих скоростей по сечению спирального отвода. Скорости v_u изменяются обратно пропорционально радиусу. Применяя уравнение энергии к потоку в спиральном отводе, получаем, что давления возрастают с увеличением радиуса. Таким образом, уже в спиральном канале начинается процесс преобразования скорости в давление.

Область спирального отвода ограничена внешними стенками и контрольной цилиндрической поверхностью радиуса r_3, охватывающей лопастное колесо на некотором расстоянии, практически достаточном для выравнивания пульсации скорости, вызываемой конечным числом лопастей в колесе. Обычно $r_3 = (1{,}03 \div 1{,}05)\, r_2$.

Изменение расхода по сечениям спирального отвода в зависимости от угла ϑ может быть получено по уравнению неразрывности. Выделим двумя меридианными сечениями, расположенными под углами ϑ_1 и ϑ_2, участок спирального канала. Применяя к выделенному объему, ограни-

ченному поверхностью $f = f_1 + f_2 + f_3 + f_к$, уравнение неразрывности при установившемся движении, имеем

$$\int_f \varrho v_n\, df = \int_{f_1} \varrho v_n\, df + \int_{f_2} \varrho v_n\, df + \int_{f_3} \varrho v_n\, df = 0,$$

так как скорости v_n по поверхности $f_к$ стенок спирального канала равны нулю.

Учитывая, что

$$\int_{f_1} \varrho v_n\, df = -\frac{G_{\vartheta 1}}{g}; \qquad \int_{f_2} \varrho v_n\, df = \frac{G_{\vartheta 2}}{g},$$

где $G_{\vartheta 1}$ и $G_{\vartheta 2}$ — весовой расход в сечениях спирального канала, расположенных под углами ϑ_1 и ϑ_2, а

$$\int_{f_3} \varrho v_n\, df = -\varrho v_{r3} b_3 r_3 (\vartheta_2 - \vartheta_1),$$

так как в осесимметричном потоке составляющая $v_n = v_{r3}$ и постоянна по окружности, получим

$$G_{\vartheta 2} - G_{\vartheta 1} = \gamma v_{r3} b_3 r_3 (\vartheta_2 - \vartheta_1) = \frac{G_{2\pi}}{2\pi}(\vartheta_2 - \vartheta_1),$$

где $G_{2\pi}$ — полный расход жидкости по контрольному цилиндрическому сечению $f_3 = 2\pi r_3 b_3$, равный весовой подаче насоса G.

Ведя отсчет углов ϑ от точки разветвления потока у зуба спирального отвода, в сечении, расположенном под углом ϑ, расход

$$G_\vartheta = \frac{G}{2\pi}\vartheta$$

или, переходя к объемному расходу и отсчету углов в градусах, получим

$$Q_\vartheta = \frac{Q}{360}\vartheta^\circ, \tag{4.4}$$

т. е. расход Q_ϑ по сечениям спирального канала растет пропорционально углу ϑ, под которым сечение расположено.

Таким образом, движение жидкости в спиральном отводе определяется условиями постоянства момента скорости (4. 3) и пропорциональности расхода углу установки сечения (4. 4).

Определим пропускную способность сечения заданных размеров (рис. 69) при данном значении постоянной отвода Γ_c. Элементарный расход

$$dQ_\vartheta = b\,dr\,v_u = \frac{1}{2\pi}\Gamma_c \frac{b}{r}\,dr.$$

Интегрируя по сечению от r_3 до R, получим полный расход по всему сечению

$$Q_\vartheta = \frac{1}{2\pi}\Gamma_c \int_{r_3}^{R} \frac{b}{r}\,dr. \tag{4.5}$$

Если ширина сечения b задана графически в функции от радиуса r, как это обычно имеет место, то интегрирование приходится производить численно. Обозначая подынтегральную функцию $\frac{b}{r} = B(r)$, имеем

$$\Delta Q_{\vartheta i} = \frac{1}{2\pi}\Gamma_c \frac{B_i + B_{i+1}}{2}\Delta r_i,$$

где B_i и B_{i+1} — значения подынтегральной функции при $r = r_i$ и $r = r_i + \Delta r_i$.

Полагая, что весь интервал от r_3 до R разбит на n участков, получим

$$Q_\vartheta = \frac{1}{2\pi}\Gamma_c \sum_{i=1}^{i=n} \frac{B_i + B_{i+1}}{2} \Delta r_i. \qquad (4.6)$$

Описанный выше метод можно рекомендовать для поверочных расчетов. При проектировании нового спирального отвода предпочитают пользоваться методом расчета, который позволяет получить сечения канала, расположенные под заданными углами ϑ. Сначала рассмотрим этот метод применительно к отводу произвольного сечения.

Расчет спирального отвода произвольного сечения (рис. 70). Боковыми очертаниями сечения задаются на основании образцов спиральных отво-

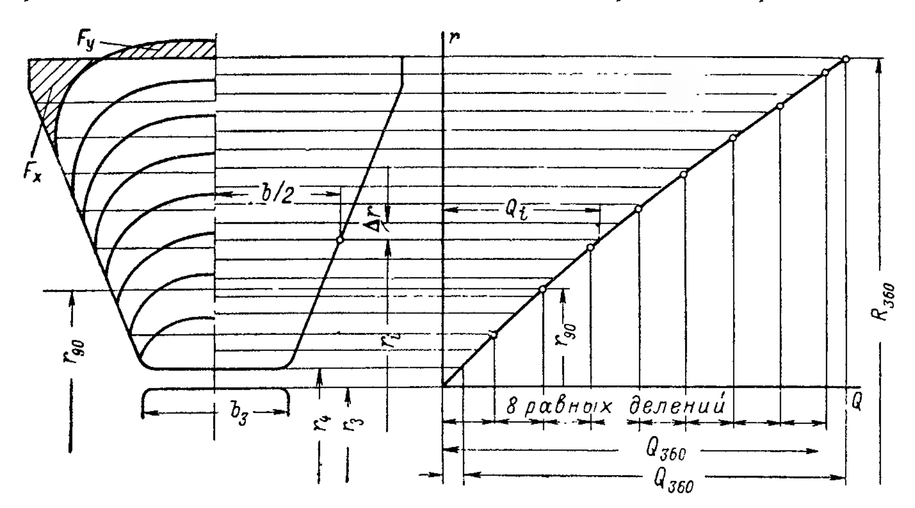


Рис. 70. К расчету спирального отвода с сечениями произвольной формы

дов насосов, показавших высокие значения к. п. д. Начальную ширину сечения b_3 выбирают в зависимости от ширины b_2 и диаметра D_2 на выходе лопастного колеса

$$b_3 \approx b_2 + 0{,}05D_2. \qquad (4.7)$$

Увеличение ширины сечения при входе b_3 по сравнению с шириной лопастного колеса b_2 создает монтажно-конструктивные преимущества, так как не требует точной установки колеса по оси спирального отвода и является выгодным с гидродинамической точки зрения. Опыты, проведенные в ВИГМе, показывают возможность частичного возврата работы дискового трения за счет того, что жидкость, сбегающая с наружной поверхности колеса со скоростью, близкой к его окружной скорости u_2, смешивается с основным потоком, окружная составляющая скорости которого v_{u2} меньше чем u_2. Это смешение возможно только при условии достаточной ширины входа в спиральный отвод b_3 по сравнению с шириной колеса b_2, что и учитывается величиной $0{,}05D_2$.

Приняв некоторое конечное приращение радиуса Δr, строят по уравнению (4. 6) кривую пропускной способности сечений, ограниченных снаружи цилиндрическими поверхностями радиуса r_i. Расчет проводится в табличной форме (см. табл. 9). Суммируя элементарные приращения пропускной способности сечения ΔQ_i, соответствующие приращению радиуса Δr_i, получают пропускную способность сечения Q в функции радиусов цилиндрической поверхности, замыкающей сечение снаружи.

Полученную зависимость $Q = f(r)$ строят графически в координатах Q и R. Если ставится цель, как это обычно имеет место, построить восемь равноотстоящих друг от друга сечений, то, отложив по оси Q полную подачу насоса Q_{360}, делят полученный отрезок на восемь равных делений и определяют значения R, соответствующие расходам Q_{45}, Q_{90}, Q_{135} и т. д. Последнее сечение спирального канала начинается с радиуса R_4, отступая от базовой окружности радиуса r_3 на толщину зуба спирального отвода. Это может быть учтено при построении последнего сечения поправкой на толщину зуба, для чего полную подачу насоса Q_{360} откладывают, отступая от начала координат, от точки кривой $Q = f(r)$, соответствующей $r = R_4$. В точке пересечения прямой $Q = Q_{360}$ с кривой $Q = f(r)$ получают значение внешнего радиуса R_{360} спирали. Полученный расчетный контур сечения, ограниченный с внешней стороны цилиндрической поверхностью, неконструктивен как с гидродинамической точки зрения — в углах такого сечения создаются условия, благоприятные для отрыва потока от стенки, так и по соображениям прочности спирального отвода. Наличие резкого перехода от внешней к боковой стенке спирального отвода ведет к местной концентрации напряжений. Поэтому теоретический контур сечения преобразуют в более плавный так, чтобы не изменить пропускной способности сечения. Для этого пропускная способность площадей, прирезаемых и отрезаемых от теоретического сечения при переходе к окончательному, должна быть одинакова

$$f_x v_{ux} = f_y v_{uy}$$

или, заменяя v_{ux} и v_{uy} их значениями через Γ_c, легко получить

$$\frac{f_x}{f_y} = \frac{r_x}{r_y},$$

где r_x и r_y — радиусы положения центров тяжести площадок $f_к$ и f_y.

Сечения спирального канала, расположенные под другими углами, очерчиваются тем же способом. Если же боковые очертания остальных сечений отличны от очертания сечения f_{360}, то иногда ограничиваются приближенным способом их расчета, принимая

$$f_\vartheta = \frac{\vartheta^0}{360} f_{360}.$$

При такой системе расчета среднее значение скоростей по всем сечениям спирального канала одинаково и равно средней скорости в последнем сечении. Опыт показывает, что при небольших линейных размерах сечений спирали по сравнению с радиусом r_3 приближенность упрощенного метода расчета сечений не сказывается заметно на к. п. д. насоса.

Диффузор спирального отвода, служащий для преобразования кинетической энергии потока в давление при переходе скоростей потока от значений в сечении устья спирали к значениям в трубопроводе, рекомендуется выполнять с углом конусности $\varepsilon = 8°$. Если сечения диффузора отличны от кругового, то их площадь в функции длины выбирают такой же, как у кругового конического диффузора с углом конусности, $\varepsilon = 8°$. Даже при соблюдении указанных норм угла расхождения стенок ε, при увеличении площади сечения диффузора более чем в два раза по сравнению с сечением горла, поток, вследствие нарастания толщины пограничного слоя, начинает отрываться от стенок, и работа диффузора становится малоэффективной. В целях сокращения длины диффузора дальнейшее увеличение сечения в случае надобности может быть внезапным без заметного ущерба для коэффициента полезного действия.

Пример расчета сечений спирального отвода. Основные данные насоса:

$$Q = 150\ м^3/ч = 0{,}0417\ м^3/сек;\ H = 18\ м;$$

$$H_m = \frac{H}{\eta_г} = \frac{18}{0{,}91} = 19{,}78\ м; \quad n = 1450\ об/мин;$$

$$\omega = \frac{\pi n}{30} = 152\ 1/сек;\ D_2 = 260\ мм;\ b_2 = 25\ мм.$$

Основные данные для расчета сечений спирального отвода:

$$\frac{\Gamma_c}{2\pi} = \frac{gH_m}{\omega} = \frac{9{,}81 \cdot 19{,}78}{152} = 1{,}27\ м^2/сек;$$

$$r_3 = (1{,}03 \div 1{,}05)\, r_2 = 135\ мм;$$

$$b_3 = b_2 + 0{,}05D_2 = 25 + 0{,}05 \cdot 260 = 38\ мм.$$

Результаты расчета даны в табл. 9.

Расчет спирального отвода с круговыми сечениями. Форма меридианного сечения спирального отвода играет существенную роль и должна выполняться по подобию с конструкциями насосов, показавших высокое

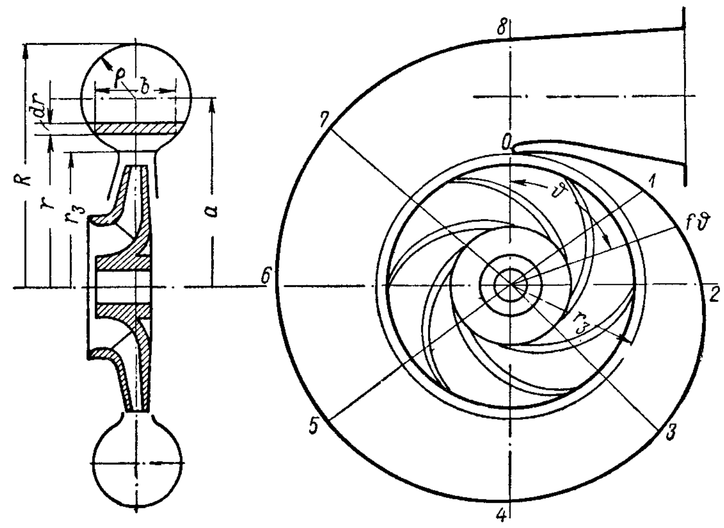


Рис. 71. К расчету спирального отвода с круговыми сечениями

значение к. п. д. При этом быстроходность проектируемого насоса не должна значительно отличаться от используемого образца. Неудачная форма сечения ведет к отрыву потока от стенок спирального отвода и нарушает характер движения жидкости, предполагаемый расчетом. Однако для определения в первом приближении размеров спирального отвода удобно запроектировать его с круговыми сечениями. Пользуясь уравнениями (4. 5) и обозначениями на рис. 71, для пропускной способности Q_ϑ сечения, расположенного под некоторым углом ϑ, имеем

$$Q_\vartheta = \frac{1}{2\pi}\Gamma_c \int\limits_{r_3}^{R} \frac{b(r)}{r} dr = \frac{1}{\pi}\Gamma_c \int\limits_{a_i-\varrho_i}^{a_i+\varrho_i} \frac{\sqrt{\varrho_i^2 - (r-a_i)^2}}{r} dr =$$

$$= \Gamma_c\left(a_i - \sqrt{a_i^2 - \varrho_i^2}\right),$$

так как $b(r) = 2\sqrt{\varrho_i^2 - (r-a_i)^2}$.

Таблица 9

К примеру расчета спирального отвода

№ точки i	r	b	$B=\frac{b}{r}$	$\frac{B_i+B_{i+1}}{2}$	$\Delta Q=\frac{\Gamma_c}{2\pi}\times \times\frac{B_i+B_{i+1}}{2}\Delta r$	$Q_i=\sum\limits_0^i \Delta Q$
1	135	38	0,281			0
2	140	38	0,271	0,276	0,00175	0,00175
3	145	42	0,290	0,280	0,00178	0,00353
4	150	46	0,307	0,298	0,00189	0,00542
5	155	50	0,323	0,315	0,00200	0,00742
6	160	54	0,338	0,330	0,00210	0,00952
7	165	58	0,352	0,345	0,00219	0,01171
8	170	62	0,365	0,358	0,00227	0,01398
9	175	66	0,377	0,371	0,00236	0,01634
10	180	70	0,389	0,383	0,00243	0,01877
11	185	74	0,400	0,395	0,00251	0,02128
12	190	78	0,411	0,405	0,00257	0,02385
13	195	82	0,421	0,416	0,00264	0,02649
14	200	86	0,430	0,425	0,00270	0,02919
15	205	90	0,439	0,435	0,00276	0,03195
16	210	94	0,448	0,444	0,00282	0,03477
17	215	98	0,456	0,452	0,00287	0,03764
18	220	100	0,455	0,455	0,00289	0,04053
19	225	100	0,444	0,450	0,00286	0,04339

Примечание. $\Delta r\cdot 10^3=5$.

Подставляя

$$Q_\vartheta=\frac{\vartheta^\circ}{360}Q_{360},$$

найдем

$$\vartheta^\circ=\frac{360\Gamma_c}{Q_{360}}\left(a-\sqrt{a^2-\varrho^2}\right)=K\left(a-\sqrt{a^2-\varrho^2}\right),$$

где

$$K=\frac{360\Gamma_c}{Q_{360}}=\frac{720\pi g}{\omega}\cdot\frac{H_m}{Q_{360}}.$$

Заменяя в последнем равенстве $a = r_3 + \varrho$ и решая его относительно ϱ, получим

$$\varrho = \frac{\vartheta^{\circ}}{K} + \sqrt{2\frac{\vartheta^{\circ}}{K} r_3}. \tag{4. 8}$$

Формула (4. 8) позволяет аналитическим путем определить радиус ϱ кругового сечения спиральной камеры, расположенного под углом ϑ°.

29. Лопаточные отводы

Принципиальная схема лопаточного отвода и область его применения. Лопаточные отводы, применяемые, как уже указывалось, почти исключительно в многоступенчатых насосах высокого давления, создают в них

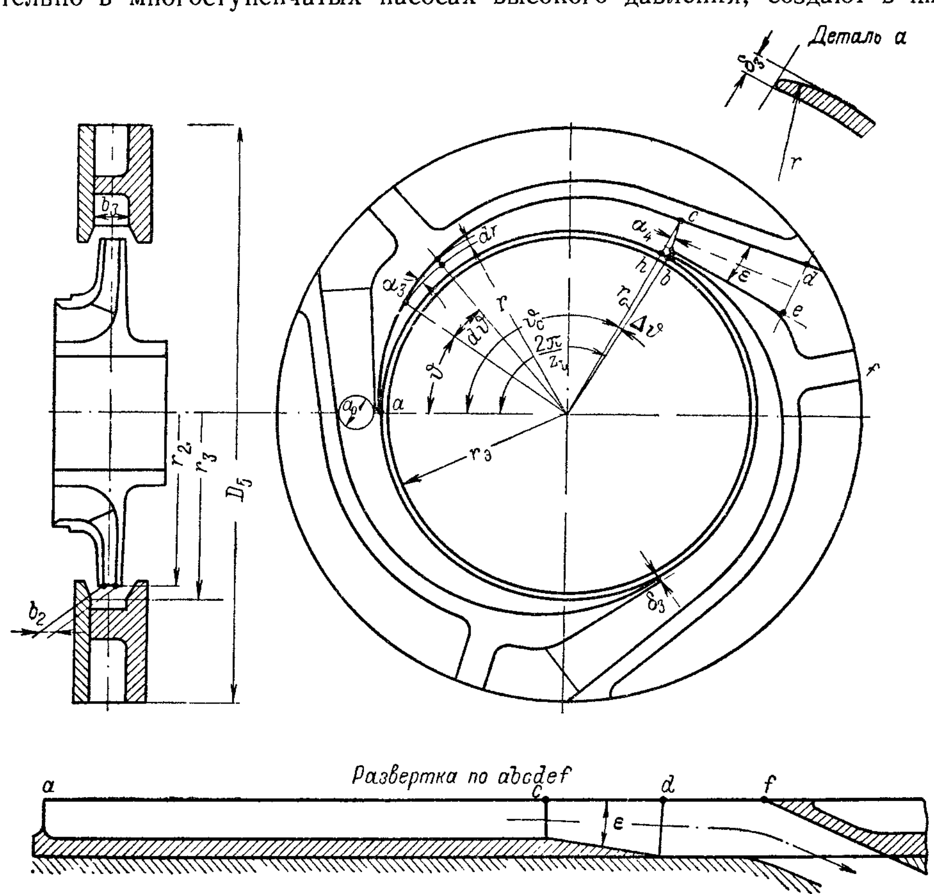


Рис. 72. Схема лопаточного отвода

дополнительные конструктивные преимущества и, кроме того, обеспечивают при всех режимах работы уравновешивание поперечных гидравлических сил, действующих на лопастное колесо (подробнее будет сказано ниже, п. 46). Отличительной чертой лопаточного отвода является наличие нескольких каналов по окружности (рис. 72). Каждый канал состоит из спиральной части *abc* и диффузора *bcde*. Спиральная часть канала в целях обеспечения возможности механической обработки выполняется постоянной ширины b_3. Диффузорная часть может быть выполнена в за-

висимости от технологии механической обработки со стенками, расходящимися лишь в одном измерении (другая пара стенок — параллельна), или, как показано на рис. 72, в двух измерениях. В последнем случае длина диффузора может быть уменьшена.

Расчет спиральной части канала. Для обеспечения установившегося относительного движения в лопастном колесе поток в спиральной части каналов лопаточного отвода аналогично потоку в спиральном отводе должен быть свободным осесимметричным. Для этого контур лопатки отвода должен следовать линиям тока такого потока. Дифференциальное уравнение линии тока определяется условием пропорциональности составляющих перемещения частицы dr и $rd\vartheta$ соответствующим компонентам v_r и v_u скоростей свободного осесимметричного потока

$$\frac{dr}{rd\vartheta}=\frac{v_r}{v_u}. \qquad (4.9)$$

Выражая v_r и v_u в функции радиусов, получим дифференциальное уравнение линии тока.

Из уравнения постоянства момента скорости в свободном потоке по выходе из колеса имеем

$$v_u=v'_{u2}\frac{r_2}{r}. \qquad (4.10)$$

Из уравнения непрерывности в плоском осесимметричном потоке с учетом стеснения сечения лопатками отвода следует

$$v_r=K_3\frac{Q'}{2\pi rb_3}=K_3\frac{2\pi r_2b_2v'_{r2}}{2\pi rb_3}=v'_{r2}K_3\frac{b_2}{b_3}\cdot\frac{r_2}{r}. \qquad (4.11)$$

Подставляя v_u из выражения (4. 10) и v_r из выражения (4. 11) в равенство (4. 9), получим дифференциальное уравнение линии тока в виде

$$\frac{dr}{rd\vartheta}=\frac{v'_{r2}}{v'_{u2}}K_3\frac{b_2}{b_3}=\operatorname{tg}\alpha'_2K_3\frac{b_2}{b_3}=\operatorname{tg}\alpha_3=m, \qquad (4.12)$$

где α'_2 — угол наклона абсолютной скорости при выходе потока из колеса;
α_3 — угол наклона линии тока, а следовательно, и касательной к контуру лопатки в той же точке.

Разделяя переменные в уравнении (4. 12) и интегрируя в пределах от $\vartheta=0$ до ϑ и от r_3 до r, получим

$$r=r_3e^{\vartheta\operatorname{tg}\alpha_3}. \qquad (4.13)$$

Выражение (4. 13) является уравнением логарифмической спирали, проходящей через точку с координатами $\vartheta=0$; $r=r_3$. Таким образом, контур лопатки отвода в спиральной части следует очерчивать по логарифмической спирали с показателем $m=\operatorname{tg}\alpha_3$.

Расчет диффузорной части канала. Совершенство диффузорной части канала определяет коэффициент использования кинетической энергии потока по выходе из лопастного колеса. Таким образом, если спиральная часть канала обеспечивает условия работы лопастного колеса, то диффузорная часть канала определяет гидродинамическое совершенство лопаточного отвода как преобразователя скоростного напора в давление. По конструктивно-технологическим соображениям диффузор лопаточного отвода имеет прямоугольную форму сечения. Начальное сечение диффузора желательно выполнять близким к квадратному: $a_0\approx b_3$ (рис. 72). Ширину лопаточного отвода b_3 целесообразно выполнять такой же, как начальную ширину спирального, — условие (4. 7). Размер a_0 зависит

от числа лопаток; таким образом, условие $a_0 \approx b_3$ косвенно определяет число лопаток отвода Z_l.

Размер a_0 может быть определен из треугольника bch (рис. 72)

$$a_0 = \frac{r_c - r_3}{\cos \alpha_3} - \delta_3, \tag{4.14}$$

где r_c — радиус точки контура спиральной части канала;

δ_3 — толщина входной кромки лопатки.

По уравнению (4. 13)

$$r_c = r_3 e^{\vartheta_c \operatorname{tg} \alpha_3}. \tag{4.15}$$

Угол

$$\vartheta_c = \frac{2\pi}{Z_l} - \Delta\vartheta, \tag{4.16}$$

где $\Delta\vartheta$ — величина незначительная по сравнению с углом $\frac{2\pi}{Z_l}$.

Определим $\Delta\vartheta$ приближенно, что допустимо в связи с малым относительным значением $\Delta\vartheta$. Спрямляя треугольник abc с прямым углом при точке c, имеем

$$bc = ab \sin \alpha_3 = \frac{2\pi r_3}{Z_l} \sin \alpha_3.$$

Из треугольника bch

$$bh = r_3 \Delta\vartheta = bc \sin \alpha_3 = \frac{2\pi r_3}{Z_l} \sin^2 \alpha_3,$$

откуда

$$\Delta\vartheta = \frac{2\pi}{Z_l} \sin^2 \alpha_3. \tag{4.17}$$

Из формул (4. 16) и (4. 17)

$$\vartheta_c = \frac{2\pi}{Z_l}(1 - \sin^2 \alpha_3) = \frac{2\pi}{Z_l} \cos^2 \alpha_3. \tag{4.18}$$

Из формул (4. 15) и (4. 18)

$$r_c = r_3 e^{\frac{\pi}{Z_l} \sin 2\alpha_3}. \tag{4.19}$$

Из формул (4. 14) и (4. 19) окончательно получим

$$a_0 = \frac{r_3}{\cos \alpha_3}\left(e^{\frac{\pi}{Z_l} \sin 2\alpha_3} - 1\right) - \delta_3. \tag{4.20}$$

Число лопаток Z_l лопаточного отвода выбирают так, чтобы размер a_0 по уравнению (4. 20) был близок к b_3. Толщину δ_3 выходной кромки выбирают по соображениям прочности лопаток на изгиб и технологии изготовления. Однако коэффициент стеснения

$$K_3 = \frac{a_0 + \delta_3}{a_0} = 1 + \frac{\delta_3}{a_0} \tag{4.21}$$

не должен превосходить 1,15—1,10 во избежание повышения гидравлических потерь. Входной кромке лопатки отвода придают несколько заостренную удобообтекаемую форму, что способствует выравниванию поля скоростей в устье диффузорного канала (рис. 72, деталь a). Угол расхождения стенок диффузора ε можно рекомендовать в следующих пределах: для каналов с расширением в одной плоскости (переход с квадрата на прямоугольник) $\varepsilon = 10 \div 12°$; для каналов с расширением в двух пло-

скостях (квадратное сечение) по оси диффузора $\varepsilon = 6 \div 8°$. Искривление оси диффузора, выгодное с точки зрения уменьшения наружного диаметра лопаточного отвода D_5, неблагоприятно отражается на работе диффузора, так как ведет к неравномерности распределения скоростей по сечению, что способствует более раннему отрыву потока от стенки.

Длина диффузора при заданном ε определяет увеличение площади живого сечения канала. Это увеличение более чем в два раза, как и в случае диффузоров спиральных отводов, малоэффективно.

В многоступенчатых насосах диффузоры непосредственно переходят в переводный (обратный) канал, подводящий поток к следующему колесу.

30. Подводы

Назначение и принципы расчета. При проектировании каналов, подводящих поток к лопастному колесу, рекомендуется, пользуясь законом подобия, применять изученные формы, получившие распространение в насосах с высоким к. п. д. и хорошими кавитационными качествами.

Подводящие каналы при входе в лопастное колесо должны обеспечить:

1) осесимметричный (с возможно более равномерным распределением скоростей по всему сечению) поток, необходимый для создания установившегося относительного движения жидкости в области лопастного колеса;

2) нулевое значение начального момента скорости, что является основой для расчета напора лопастного колеса;

3) изменение величины скоростей от значений во всасывающем трубопроводе до величины при входе в лопастное колесо.

Кроме того, при проектировании подводящих каналов следует учитывать условия работы, возникающие при режимах, отличных от нормального, во время которых возможно возникновение противотоков и образование осевого вихря, вредно отражающегося на распределении давлений во всасывающем канале.

Для обеспечения большей устойчивости потока в подводящем канале скорости выбираются постепенно нарастающими от входного патрубка к входу в колесо. Размеры входного патрубка определяются по сечению трубопровода, который рассчитывается, исходя из величины допустимых гидравлических сопротивлений. Для обеспечения выравнивания поля скоростей по сечению потока непосредственно перед входом в колесо располагается конфузор, повышающий скорости потока на 15—20%.

Типы конструкций. Простейшей конструктивной формой подвода является прямолинейный конфузор (см. рис. 10). Такая форма возможна только при консольном расположении лопастного колеса насоса. По оси канала расположена втулка обтекаемой формы, соединенная плоскими ребрами с его внешними стенками. Образующаяся решетка обеспечивает нулевое значение момента скорости при входе в колесо и препятствует распространению во всасывающий трубопровод осевого вихря, возникающего при малых нагрузках.

В преобладающем числе конструкций насосов вал опирается на подшипники с двух сторон лопастного колеса и жидкость подводится к колесу сбоку (рис. 73). В этом случае основная трудность состоит в обеспечении обтекания втулки вала без образования вихревой зоны за валом. С этой целью каналу подвода придается спиральная форма такая, при которой средняя осевая линия канала *ab* проходит касательно к окружности входа в колесо D_0. Половина потока непосредственно уходит в отверстие колеса, не обтекая вала, а другая половина обтекает вал с одной стороны и равномерно распределяется по полуокружности вследствие спиральной формы

Рис. 73. Канал, подводящий сбоку поток к колесу

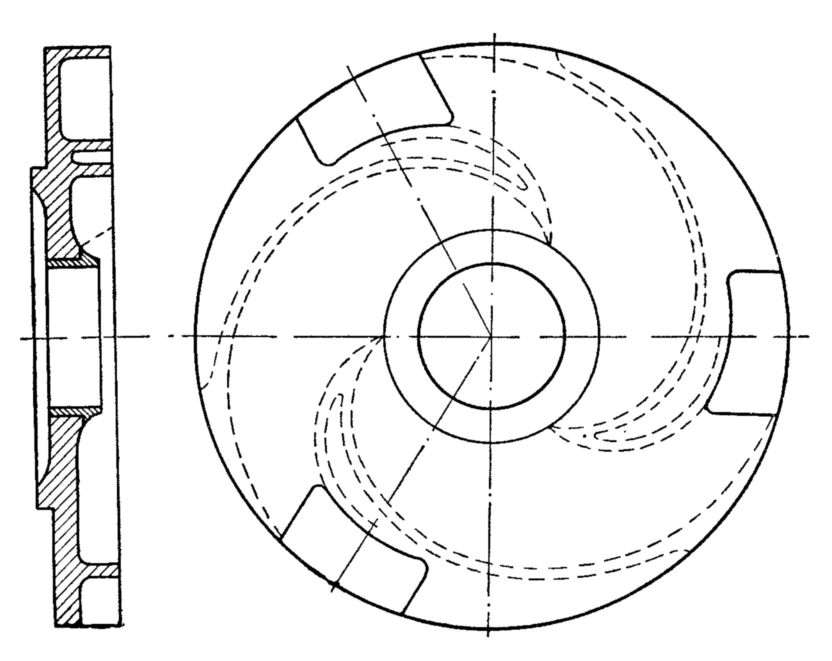


Рис. 74. Переводный канал

подводящего канала. Канал состоит: а) из расположенного перед входом потока в колесо конфузора D_1—D_0, в котором происходит нарастание скорости на 15—20%, что обеспечивает выравнивание поля скоростей; б) подводящего канала с начальным сечением *9—10* и спиральной частью *1—8*; в) перехода от входного патрубка D_s к начальному сечению подводящего канала *9—10*, где скорости, нарастая, достигают значения, равного скорости в сечении 9—10.

Сечения спиральной части канала изменяются пропорционально углу их установки относительно нулевого сечения с ребром, разделяющим поток на две части. Это ребро служит также для предупреждения развития осевого вихря при частичных нагрузках.

В многоступенчатых насосах с лопаточными отводами подвод потока к лопастному колесу осуществляется переводными каналами, часто выполняемыми как продолжение диффузорных каналов отвода (рис. 74). Скорость в переводных каналах принимается равной (0,80—0,85) v_0 — скорости входа в колесо.

ГЛАВА 5

ПОТЕРИ В НАСОСАХ

31. Коэффициент полезного действия

Полный коэффициент полезного действия. Высокое значение к. п. д. является одним из основных факторов, определяющих выбор типа насоса, метод его расчета и способ производства. Значительная часть современных теоретических и экспериментальных научно-исследовательских работ в области лопастных машин посвящена вопросу изучения потерь. Следует отметить, что новые области энергетического машиностроения, например газовые турбины, получили возможность практического осуществления и развития лишь на основе коренного изменения уровня к. п. д. лопастных компрессоров — машин, родственных по физическому процессу с лопастными насосами. В настоящее время нормальным значением полного к. п. д. большинства насосов в зависимости от их типа и размера является 75—92%, в то время как лет 20—25 назад этот уровень был равен 60—80%. Повышение уровня к. п. д. явилось результатом развития теории потерь и представления о их физической сущности на основе механики вязкой жидкости.

Категории потерь. Потери в насосе могут быть разбиты на три категории: гидравлические, объемные и механические (см. п. 6). Не все виды потерь в равной мере доступны опытному и теоретическому исследованию. С этой точки зрения наиболее сложным является определение гидравлических потерь, выражаемых гидравлическим к. п. д. $\eta_г$. Экспериментальное их определение сопряжено с большими трудностями. Объемные и механические потери более доступны экспериментальному изучению, и поэтому методика их расчета на основе обобщенных данных опыта значительно более разработана.

Достаточно совершенных методов расчета гидравлических потерь в настоящее время еще нет. Опытное определение гидравлического к. п. д. осуществляется выделением из общего энергетического баланса [формула (1. 17)]

$$\eta_г = \frac{\eta}{\eta_{об}\eta_м}, \qquad (5.1)$$

так как полный к. п. д. η, объемный — $\eta_{об}$ и механический — $\eta_м$ доступны непосредственному опытному определению. Часто гидравлический к. п. д. $\eta_г$ оценивают по опытному значению полного к. п. д. η и расчетным значениям $\eta_{об}$ и $\eta_м$.

Принципы расчета и составления баланса потерь. Элементарная струйная теория, оправдавшая себя с некоторыми коррективами применительно к расчету напора центробежных насосов, явилась основанием для создания гидравлической теории потерь в насосах. К. Пфлейдерер [86] дает выражение для гидравлического к. п. д. в зависимости от относительной скорости w_1 входа потока в колесо и абсолютной скорости v_2 выхода из колеса. В. Шпанхаке [117] выражает гидравлические потери в рабочем колесе центробежного насоса, сопоставляя каналы колеса с диффузорами. Аналогично он определяет гидравлические потери в спиральном и лопаточном отводах. В работе [116] проф. Л. С. Шмугляков рассматривает гидравлический расчет потерь в турбомашинах для различных режимов. К сожалению, элементарная гидравлическая теория потерь в насосах во многих случаях приводит к ошибочным, противоречащим опыту выводам. Не раскрывая физики процессов возникновения потерь, эта теория не только не позволяет произвести правильного расчета абсолютной величины потерь, но не дает и должного направления для установления пути к их снижению.

Практически величина ожидаемых гидравлических потерь во вновь проектируемом насосе часто оценивается значением принятого на основании опытных данных гидравлического к. п. д. $\eta_г$. Опытные значения $\eta_г$ устанавливаются выделением его из общего энергетического баланса [формула (5. 1)] для насоса сходной конструкции и размера. Однако такой метод выбора $\eta_г$ также не открывает путей для снижения гидравлических потерь и, кроме того, не всегда достаточно увязан со всем дальнейшим расчетом проточной части насоса. Фактическая величина гидравлического к. п. д. определяется более или менее удачным выбором величин, входящих в гидравлический расчет проточной части насоса и принимаемых по данным опыта. Очевидно, что выбор расчетных коэффициентов по данным опыта выражает идею подобия, и, следовательно, гидравлический к. п. д. проектируемого насоса можно полагать находящимся на том же уровне, что и у насоса, послужившего образцом при расчете. Эта сторона вопроса многими авторами недостаточно учитывалась, и опытные данные для гидравлического расчета приводились безотносительно к значению гидравлического к. п. д. Одной из принципиально правильных в этом направлении работ является книга Д. Я. Суханова [108], посвященная анализу данных испытания и метода гидравлического расчета серии обладающих высоким к. п. д. насосов, изготовленных заводом им. М. И. Калинина в Москве. В работе С. С. Руднева [93] излагается методика экспериментального выделения отдельных потерь в насосе, разработанная в ВИГМ.

Основной причиной недостаточного развития теории гидравлических потерь в лопастных насосах является исключительная сложность происходящих в них физических процессов, связанных с движением реальной жидкости.

До настоящего времени научной базой для определения гидравлического к. п. д. является обобщение данных опыта на основе закона механического подобия. Однако работа над повышением гидравлического к. п. д. возможна лишь на пути расчета движения вязкой жидкости в элементах проточной части насоса. Теория движения вязкой жидкости уже позволяет с достаточной точностью производить расчет сопротивления при обтекании изолированного профиля. Расчет сопротивления решетки профилей, обтекаемой вязкой несжимаемой жидкостью, дан в работах [18, 42, 43, 56, 57, 81, 105, 109, 111]. Даже при расчете и проектировании проточной части насоса на основе элементарной гидравлической теории большое значение для практической работы имеет правильное представ-

ление о физике явлений, возникающих при течении вязкой жидкости, что позволяет до некоторой степени судить о том, какие изменения в конфигурации проточной части влекут за собой повышение или понижение гидравлического к. п. д.

32. Гидравлические потери при движении вязкой жидкости

Возникновение гидравлических потерь в потоке вязкой жидкости. Движение вязкой жидкости в общем случае сопровождается рассеянием энергии — преобразованием механической энергии в тепловую, т. е. гидравлическими потерями. Причиной возникновения потерь является сопротивление вязкой жидкости изменению формы. Это сопротивление для частицы вязкой жидкости выражается в том, что поверхностная сила взаимодействия частицы p_f со смежными ей частицами имеет составляющую p_t, касательную к поверхности — касательное напряжение. При ламинарном движении касательное напряжение обусловлено обменом количества движения между молекулами жидкости. Оно пропорционально скорости деформации и коэффициенту вязкости μ, характеризующему физические свойства жидкости.

Основные уравнения ламинарного движения вязкой несжимаемой жидкости впервые были получены в 1822 г. Навье, а затем в 1845 г. Стоксом, и имеют вид

$$\left.\begin{aligned} F_x - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}\right) &= \frac{dv_x}{dt};\\ F_y - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2}\right) &= \frac{dv_y}{dt};\\ F_z - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{dz^2}\right) &= \frac{dv_z}{dt}, \end{aligned}\right\} \quad (5.2)$$

где $\nu = \frac{\mu}{\varrho}$ — кинематический коэффициент вязкости.

Обозначая $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ символом ∇^2, представим уравнение (5. 2) в векторной форме

$$\vec{F} - \frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\,p + \nu\nabla^2\vec{v} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (5.3)$$

Выражения (5. 3) отличаются от уравнений Эйлера (2. 40) для идеальной жидкости только членами, пропорциональными кинематическому коэффициенту вязкости ν.

Для потенциального движения, когда $\vec{v} = \mathrm{grad}\,\varphi$, уравнение неразрывности в потоке несжимаемой жидкости принимает вид

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = \nabla^2\varphi = 0.$$

Определим $\nabla^2\vec{v}$ для потенциального потока

$$\nabla^2\vec{v} = \nabla^2\,\mathrm{grad}\,\varphi = \mathrm{grad}\,\nabla^2\varphi$$

или, учитывая на основании предыдущего, что $\nabla\varphi = 0$, имеем

$$\nabla^2\vec{v} = 0,$$

т. е. при потенциальном движении вязкой жидкости в уравнении (5. 3) исчезает член, зависящий от вязкости. Поэтому уравнения движения вяз-

кой жидкости с потенциалом скоростей совпадают с уравнениями движения идеальной жидкости. Силы вязкости в потенциальном потоке не проявляются. Однако потенциальный поток вязкой жидкости практически невозможен из-за пограничных условий. Потенциальный поток обладает на контуре обтекаемого тела нулевым значением нормальных к поверхности составляющих скоростей в связи с непроницаемостью тела; касательные составляющие у стенок имеют конечное значение. В действительности же при движении вязкой жидкости частицы, прилегающие к стенкам, вследствие действия касательных сил вязкости, затормаживаются и обладают касательной составляющей скорости, равной нулю. Следовательно, потенциальный поток в общем случае несовместим с граничными условиями для вязкой жидкости. Полученный вывод все же показывает, что если в некотором удалении от внешних границ поток вязкой жидкости приближается к потоку с потенциалом скоростей, то влияние, оказываемое вязкостью на такое движение, будет исчезающе мало.

Возмущение, вызываемое телом в потоке идеальной жидкости, выражается только искривлением линий тока при обтекании контура тела. Сам контур тела является линией тока. Такое возмущение может быть названо возмущением формы. В потоке вязкой жидкости на возмущения формы накладываются возмущения, вызываемые вязкостью. В случае плохо обтекаемой формы тела вязкие возмущения существенно нарушают всю картину движения жидкости. При хорошо обтекаемой форме тела с плавными обводами вязкие возмущения почти не нарушают внешней картины течения, хотя динамическая сущность движения идеальной и вязкой жидкостей остается принципиально различной. В этом случае при больших значениях Re вязкие возмущения ограничены слоем незначительной толщины у поверхности контура — пограничным слоем — и спутной струей — гидродинамическим следом за телом. Гидродинамические потери в потоке сосредоточиваются преимущественно в пограничном слое и гидродинамическом следе. Основное же движение жидкости во внешнем потоке происходит почти без рассеяния механической энергии. Вихри, сбегающие с поверхности обтекаемого тела и располагающиеся в гидродинамическом следе, постепенно затухают, вследствие действия сил вязкости, и их кинетическая энергия переходит в тепловую. В лопастных машинах вообще, и в частности в насосах, движение жидкости всегда происходит при больших значениях Re, а элементам проточной части придается по возможности обтекаемая форма. Поэтому можно считать, что причинами возникновения потерь всегда являются процессы, происходящие в пограничном слое. При достаточно густых решетках лопастей в рабочих колесах и значительной протяженности каналов проточной части корпуса пограничные слои, сходящие с обтекаемых лопастей в форме гидродинамических следов, сливаются вместе и образуют общий завихренный поток. Пути сокращения гидравлических потерь в лопастных машинах должны основываться на анализе физических явлений у стенок, к рассмотрению которых мы и перейдем.

Пограничный слой. Основываясь на данных опыта о незначительной относительной толщине δ пограничного слоя при больших значениях Re, может быть произведен следующий анализ уравнений Навье—Стокса для выяснения порядка величины δ. Рассмотрим обтекание тонкой пластины потоком вязкой жидкости (рис. 75).

Предварительно произведем преобразование уравнения движения вязкой жидкости. При наличии потенциальной функции внешних массовых сил F, как это имеет место, когда массовой силой является только сила веса, поле давления может быть разложено на две составляющие: поле распределения гидростатических давлений и поле динамических давлений.

Для динамической составляющей давления уравнение движения имеет следующий вид:

$$\frac{d\vec{v}}{dt}+\frac{1}{\varrho}\operatorname{grad} p=\nu\nabla^2\vec{v}, \tag{5.4}$$

так как действие массовой силы F уравновешивается гидростатическим распределением давлений.

Приведем теперь уравнение (5. 4) к безразмерной форме, приняв за масштаб: для линейных размеров — характерную для рассматриваемого случая длину пластины l; для скорости — скорость набегающего потока v_0; для динамической составляющей давления — удвоенный скоростной напор набегающего потока ϱv^2; для времени — промежуток времени $T=\frac{l}{v_0}$, необходимый для прохождения пути l со скоростью v_0. Тогда

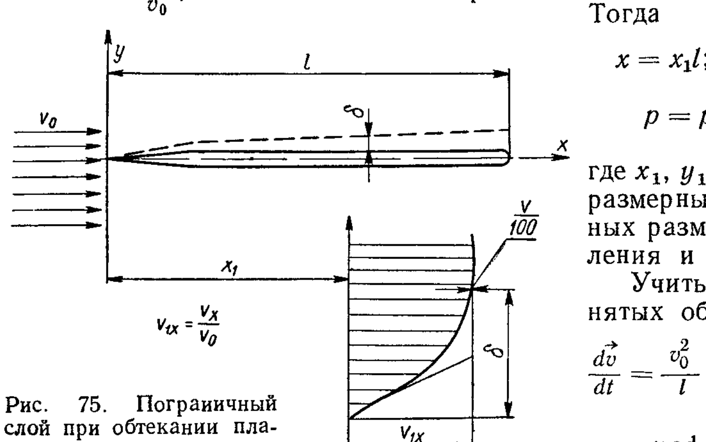


Рис. 75. Пограничный слой при обтекании пластины

$$x=x_1l;\ y=y_1l;\ \vec{v}=\vec{v}_1v_0;$$

$$p=p_1\varrho v_0^2;\ t=t_1\frac{l}{v_0},$$

где x_1, y_1, v_1, p_1 и t_1 — безразмерные параметры линейных размеров, скорости, давления и времени.

Учитывая, что при принятых обозначениях

$$\frac{d\vec{v}}{dt}=\frac{v_0^2}{l}\cdot\frac{d\vec{v}_1}{dt_1};\ \nabla^2\vec{v}=\frac{v_0}{l^2}\nabla^2\vec{v}_1;$$

$$\operatorname{grad} p=\frac{\varrho v_0^2}{l}\operatorname{grad} p_1,$$

получим уравнение ламинарного движения вязкой жидкости в безразмерной форме

$$\frac{d\vec{v}_1}{dt}+\operatorname{grad} p_1=\frac{\nu}{v_0l}\nabla^2\vec{v}_1=\frac{1}{\mathrm{Re}}\nabla^2\vec{v}_1, \tag{5.5}$$

из которого следует, что при соблюдении подобия граничных условий и равенстве чисел Re потоки вязкой жидкости подобны.

В рассматриваемом простейшем случае обтекания пластины (рис. 75) с образующими, нормальными плоскости чертежа, задача имеет плоский — двухмерный характер, и уравнения движения в координатной форме принимают вид

$$\left.\begin{aligned}
&\underset{1}{\frac{\partial v_{1x}}{\partial t_1}}+\underset{1}{v_{1x}}\underset{1}{\frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1}}+\underset{\delta}{v_{1y}}\underset{1:\delta}{\frac{\partial v_{1x}}{\partial y_1}}+\frac{\partial p}{\partial x_1}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\underset{1}{\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial x_1^2}}+\underset{1:\delta^2}{\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial y_1^2}}\right);\\
&\underset{\delta}{\frac{\partial v_{1y}}{\partial t_1}}+\underset{1}{v_{1x}}\underset{\delta}{\frac{\partial v_{1y}}{\partial x_1}}+\underset{\delta}{v_{1y}}\underset{1}{\frac{\partial v_{1y}}{\partial y_1}}+\frac{\partial p}{\partial y_1}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\underset{\delta}{\frac{\partial^2 v_{1y}}{\partial x_1^2}}+\underset{1:\delta}{\frac{\partial^2 v_{1y}}{\partial y_1^2}}\right).
\end{aligned}\right\} \tag{5.6}$$

Произведем определение порядка величин, входящих в уравнения (5. 6), учитывая данные опыта о незначительной относительной толщине пограничного слоя δ, в котором скорость потока от нулевого значения непосредственно у стенки достигает скорости, почти равной скорости набегающего потока v_0. (При рассмотрении порядков всех членов знаком $\approx$ будем обозначать равенство порядков сравниваемых величин.)

Скорость v_{1x} имеет порядок скорости набегающего потока v_0. Порядок производной $\frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1}$ также 1, так как

$$v_{1x} = \int_0^l \frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1} dx_1 \approx \frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1} l \approx \frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1} 1 = 1.$$

Для производной $\frac{\partial v_{1x}}{\partial y_1}$

$$v_0 = \int_0^\delta \frac{\partial v_{1x}}{\partial y_1} dy_1 \approx \frac{\partial v_{1x}}{\partial y_1} \delta_1 = 1,$$

откуда

$$\frac{\partial v_{1x}}{\partial y_1} \approx \frac{1}{\delta_1}.$$

Порядок $\frac{\partial v_{1y}}{\partial y}$ получим из уравнения неразрывности

$$\frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1} + \frac{\partial v_{1y}}{\partial y_1} = 0,$$

откуда видно, что $\frac{\partial v_{1y}}{\partial y_1}$ имеет такой же порядок, что и $\frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1}$, т. е. 1.

Порядок v_{1y} получим из следующих соображений:

$$v_{1y} = \int_0^{\delta_1} \frac{\partial v_{1y}}{\partial y_1} dy_1 \approx \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \delta_1 \approx \delta_1.$$

У отношения $\frac{\partial v_{1y}}{\partial x_1}$ порядок тот же, что и v_{1y}, т. е. δ_1, и

$$\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial x_1^2} \approx 1; \quad \frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial y_1^2} \approx \frac{1}{\delta_1^2}; \quad \frac{\partial^2 v_{1y}}{\partial x_1^2} \approx \delta_1; \quad \frac{\partial^2 v_{1y}}{\partial y_1^2} \approx \frac{1}{\delta_1}.$$

Полагая, что частные производные по времени имеют тот же порядок. что и соответствующие составляющие скоростей, отметим порядок величин в уравнениях (5. 6).

Из первого уравнения (5. 6) вытекает, что при условии $\frac{\partial p_1}{\partial x_1} \approx 1$ все члены левой части уравнения имеют порядок единицы, а следовательно, тот же порядок имеет правая часть уравнения. Пренебрегая величиной $\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial x_1^2} \approx 1$ по сравнению с $\frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial y_1^2} \approx \frac{1}{\delta^2}$, получим $\frac{1}{\mathrm{Re}} \approx \delta_1^2$. Отсюда порядок относительной толщины пограничного слоя

$$\delta_1 \approx \frac{1}{\sqrt{\mathrm{Re}}} = \sqrt{\frac{\nu}{v_0 l}}. \tag{5.7}$$

Определим порядок величины δ_1 при обтекании пластины потоком воды при $t = 20°$ С ($\nu = 0{,}01 \cdot 10^{-4}$ *м²/сек*) со скоростью $v_0 = 1$ *м/сек* на расстоянии 0,1 *м* от переднего заостренного края. В этом случае

$$\mathrm{Re} = \frac{v_0 l}{\nu} = \frac{1 \cdot 0{,}1}{0{,}01 \cdot 10^{-4}} = 0{,}1 \cdot 10^6$$

и, следовательно,

$$\delta_1 = \sqrt{\frac{1}{\mathrm{Re}}} = 3{,}14 \cdot 10^{-3}.$$

Порядок толщины пограничного слоя $\delta = \delta_1 l = 3{,}14 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}1 = 3{,}14 \cdot 10^{-4}$ *м* или около 0,3 *мм*.

Приближенное вычисление толщины пограничного слоя при обтекании пластины дает

$$\delta = 3{,}4 \frac{x}{\sqrt{\mathrm{Re}}}, \tag{5.8}$$

где x — расстояние от переднего края пластины.

В рассмотренном нами примере толщина пограничного слоя составляет 1 *мм* или 1% от длины пластины.

Используя формулу (5. 7), из второго уравнения (5. 6) получим $\frac{\partial p_1}{\partial y} \approx \delta$, т. е. изменение давления по толщине пограничного слоя пренебрежимо мало. Отсюда давление в пограничном слое определяется величиной давления во внешнем потоке.

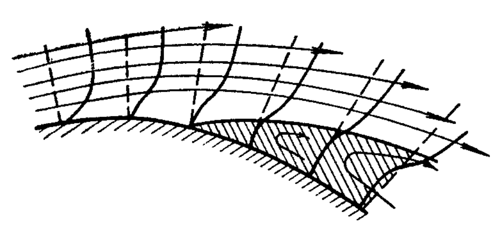


Рис. 76. Пограничный слой в потоке с положительным градиентом давления

При достаточно больших значениях числа Re вся область течения вязкой жидкости как бы распадается на две: внешний поток, в котором силы вязкости не проявляются, и пограничный слой. В пограничном слое скорость у стенки равна нулю, скорость у внешней границы асимптотически переходит в скорость внешнего потока, давление равно давлению внешнего потока. Отбрасывая в первом из уравнений (5. 6) члены второго порядка малости и присоединяя уравнение неразрывности, получаем дифференциальные уравнения движения в пограничном слое

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial v_{1x}}{\partial t} + v_{1x}\frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1} + v_{1y}\frac{\partial v_{1x}}{\partial y_1} + \frac{\partial p_1}{\partial x_1} &= \frac{1}{\mathrm{Re}} \cdot \frac{\partial^2 v_{1x}}{\partial y_1^2}; \\ \frac{\partial v_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1y}}{\partial y} &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{5.9}$$

Здесь $\frac{\partial p_1}{\partial x_1}$ является граничным условием, заданным внешним потоком.

Если контур обтекаемого тела таков, что давление во внешнем потоке сначала падает, а затем быстро нарастает, то в области нарастающего давления поток в пограничном слое затормаживается так, что в конечном счете направление движения в пограничном слое может стать обратным внешнему потоку (рис. 76). В месте возникновения противотока внешний поток отрывается от контура обтекаемого тела, образуя область, заполненную вихрями, которая представляет собой гидродинамический след за обтекаемым телом. Математически точка отрыва внешнего потока от контура обтекаемого тела характеризуется условием $\frac{\partial v_x}{\partial y} = 0$. Преобразуя дифференциальные уравнения пограничного слоя так, чтобы масштабом для ординат являлась толщина δ_1 пограничного слоя, можно исключить из них Re. Это показывает, что точка отрыва потока при ламинарном пограничном слое не зависит от числа Re, и, следовательно, потери вихреобразования также не зависят от Re. Теория пограничного слоя позволяет определить не только потери трения, связанные с касательной силой трения о поверхность тела, но и установить общие принципы для потерь вихреобразования.

Рассмотренный нами ламинарный пограничный слой не охватывает всей совокупности явлений, возникающих у поверхности тел, обтекаемых вязкой жидкостью. При увеличении Re и толщины пограничного слоя структура его усложняется: оставаясь ламинарным непосредственно у стенки, пограничный слой в большей своей части становится турбулентным. Точные решения дифференциальных уравнений турбулентного пограничного слоя еще не разработаны, и для его исследования применяются приближенные методы, основанные на уравнении количества движения. Отличный от ламинарного закон касательных напряжений в турбулентном потоке приводит к иному профилю изменения скоростей в пограничном слое в функции расстояния от стенки, чем это имеет место в ламинарном пограничном слое, и, следовательно, к иной функциональной зависимости коэффициента трения от числа Re. Однако течение жидкости в турбулентном пограничном слое подчинено тем же граничным условиям, что и в случае ламинарного пограничного слоя. Отсюда, поведение турбулентного пограничного слоя во многом сходно с ламинарным, т. е., обеспечивая обтекание контура тела в области отрицательных градиентов давления, турбулентный пограничный слой в области положительных градиентов давления в некоторой точке затормаживается и приводит к отрыву внешнего потока от контура обтекаемого тела с образованием вихревого гидродинамического следа.

Основы механики турбулентного потока в трубах. Примером для исследования физики турбулентного движения является турбулентный поток в трубах, наиболее изученный в настоящее время экспериментально и теоретически. Остановимся на основных положениях механики этого потока, которые могут послужить стержнем для понимания физики турбулентного потока вообще.

Экспериментально установлено, что движение жидкости в трубах, даже тогда, когда первоначально оно было турбулентным, всегда принимает ламинарный — струйный характер, если критерий Рейнольдса $Re \leqslant 2000$. Таким образом устанавливается нижняя критическая скорость

$$v \approx 2000 \frac{\nu}{d},$$

представляющая среднюю скорость потока в трубе, ниже которой при данном диаметре d и кинематической вязкости ν движение жидкости всегда будет ламинарным. Значение скорости, при котором первоначально ламинарное движение переходит в турбулентное, во многом зависит от мероприятий, принятых для удержания первоначально устойчивого движения.

Имеются лабораторные опыты, при которых для $Re = 25\,000$ еще сохраняется ламинарное движение. Однако при $Re > 2000$ ламинарное движение не является устойчивым; любое начавшееся возмущение стремится быстро перевести ламинарный режим в беспорядочное перемешивание, характерное для турбулентного течения.

Как известно, турбулентное течение жидкости характеризуется тем, что частицы ее движутся беспорядочно, перемешиваясь то в одном, то в другом направлении. Траектории двух частиц, последовательно начавших свое движение из одной и той же точки, не будут ни подобны, ни одинаковы и, по-видимому, не подчинены какой-либо закономерности. Для установившегося турбулентного течения вектор мгновенной скорости в некоторой точке потока непрерывно меняет свою величину и направление. Однако среднее статистическое значение скорости за достаточный промежуток времени сохраняет свою величину. Можно рассматривать вектор мгновенной скорости $\vec{v}$ как геометрическую сумму средней

статистической скорости в данной точке $\overline{\vec{v}}$ и дополнительного вектора пульсации скорости $\vec{v}'$

$$\vec{v} = \overline{\vec{v}} + \vec{v}',$$

причем при установившемся движении $\overline{\vec{v}}$ постоянно во времени, а $\vec{v}'$ непрерывно изменяется. Однако

$$\int_0^t \vec{v}' dt = 0,$$

если выбрать достаточный промежуток времени t. Турбулентные пульсации скорости ни в коем случае не могут быть приравнены к междумолекулярному движению иного порядка малости и ультравысокой частоты, которое не допускает непосредственного определения измерительными

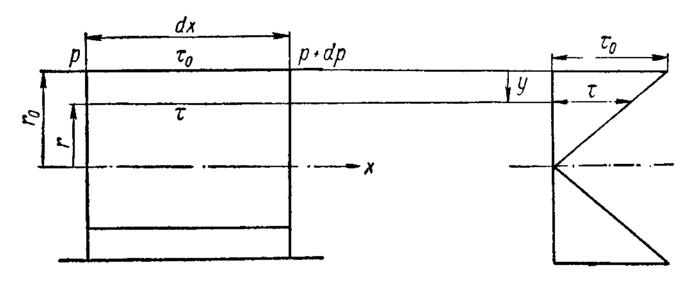


Рис. 77. К определению касательных напряжений при движении потока в трубах

инструментами. Турбулентные пульсации, напротив, легко обнаруживаются измерением, особенно когда общие размеры потока велики, как, например, в большой реке.

Закон линейного распределения касательных напряжений. Все многообразие форм движения жидкости в трубах характеризуется одним общим законом распределения касательных напряжений, в основе которого лежит представление о постоянстве давления в потоке по сечению трубы.

Касательное напряжение τ_0, возникающее при движении жидкости у стенки трубы радиуса r_0 (рис. 77), легко может быть определено из равновесия объема, ограниченного стенками трубы и двумя нормальными сечениями, расположенными на расстоянии dx. Величину τ_0 найдем из равенства

$$\tau_0 2\pi r_0\, dx = -\pi r_0^2\, dp,$$

откуда

$$\tau_0 = -\frac{dp}{dx}\cdot\frac{r_0}{2}. \qquad (5.10)$$

Касательное напряжение τ на расстоянии y от стенки получается аналогично, из равновесия цилиндра радиуса $r = r_0 - y$

$$\tau = -\frac{dp}{dx}\cdot\frac{r}{2} = \tau_0\,\frac{r}{r_0} = \tau_0\left(1 - \frac{y}{r_0}\right). \qquad (5.11)$$

Таким образом, касательное напряжение при установившемся движении жидкости изменяется по линейному закону в функции расстояния от стенки y вне зависимости от характера движения. Однако величина касательных напряжений и профиль изменения скоростей по сечению, обеспечивающий заданный закон касательных напряжений, будут различными в зависимости от характера движения.

Величина касательных напряжений. Для ламинарного движения величина касательных напряжений обусловлена обменом количества движения между молекулами жидкости и пропорциональна градиенту скорости

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy},$$

где μ — коэффициент вязкости.

При чисто турбулентном движении жидкости касательные напряжения обусловлены обменом количества движения между частицами различных слоев потока. Принимая, что число этих частиц пропорционально величине пульсации скорости v'_y, а разность скоростей смежных слоев — величине пульсации v'_x, получим касательное напряжение при турбулентном течении

$$\tau \approx \varrho v'_y v'_x$$

или, выражая пульсацию скорости через градиент скорости и некоторый множитель пропорциональности l, имеющий линейную размерность, получим

$$\tau = \varrho l^2 \left(\frac{dv}{dy}\right)^2.$$

Множитель l может рассматриваться как длина пути перемешивания при турбулентном движении и является функцией расстояния y от стенки.

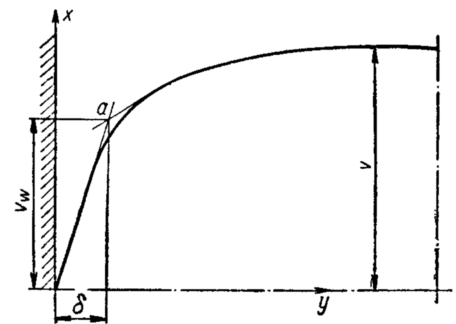


Рис. 78. К расчету толщины ламинарной пленки у стенки трубы в турбулентном потоке

В действительном потоке следует ожидать одновременного проявления действия обоих факторов — турбулентности и вязкости, и общее выражение для касательных напряжений примет вид

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} + \varrho l^2 \left(\frac{dv}{dy}\right)^2.$$

Вблизи от стенки длина пути перемешивания l мала, градиент изменения скорости $\frac{dv}{dy}$ велик и касательное напряжение обусловлено преимущественно вязкостью.

В центральной части потока, наоборот, свободный пробег частиц при турбулентном обмене существенно возрастает и преобладающее значение получает турбулентное сопротивление.

Ламинарный слой у стенки. Поток жидкости при движении в трубе может быть разделен на две области: ламинарный слой у стенки, где проявляется по преимуществу вязкость, и основной поток, характеризующийся турбулентным сопротивлением. Хотя переход от области вязкого сопротивления к области турбулентного сопротивления в действительности постепенный, схематизируя явление, можно представить его происходящим на некотором расстоянии от стенки δ, арактеризующимся равенством касательных напряжений вязкого и турбулентного сопротивлений. В соответствии с этим действительный профиль скоростей по сечению (рис. 78), представленный сплошной линией, может быть заменен схематичным, состоящим из двух участков: прямолинейного — в области ламинарной пленки и криволинейного, — соответствующего турбулентному движению. Оба участка пересекаются в точке a, характеризующейся значением скорости v_w.

Толщина ламинарной пленки может быть определена с помощью следующих рассуждений.

Касательное напряжение в ламинарной пленке

$$\tau_0 = \mu \frac{dv}{dy} = \mu \frac{v_w}{\delta}. \qquad (5.12)$$

Касательное напряжение у стенки в турбулентном потоке (5. 10)

$$\tau_0 = \frac{dp}{dx} \cdot \frac{r_0}{2} = \frac{\lambda}{d_0} \varrho \frac{v_0^2}{2} \cdot \frac{d_0}{4} = \frac{\lambda}{8} \varrho v_0^2, \qquad (5.13)$$

где λ — коэффициент сопротивлений при турбулентном движении жидкости в трубах;

d_0 — диаметр трубы;

v_0 — средняя по сечению скорость потока.

Следовательно, обозначая скорость, соответствующую касательному напряжению у стенки, через $v_* = v_0 \sqrt{\frac{\lambda}{8}}$, имеем

$$\tau_0 = \varrho v_*^2. \qquad (5.14)$$

Приравнивая для точки a касательные напряжения, из формул (5. 12) и (5. 14) имеем

$$\mu \frac{v_w}{\delta} = \varrho v_*^2$$

и

$$\frac{v_* \delta}{\nu} = \frac{v_w}{v_*} = N.$$

Число N имеет структуру числа Рейнольдса и представляет собой постоянную, определяющую место перехода ламинарного течения у стенки в турбулентное в основном потоке. Для воды $N = 11{,}6$.

Пользуясь значением числа N, можно определить толщину ламинарной пленки из формулы (5. 14)

$$\delta = \frac{\nu}{v_*} N = \frac{N\nu}{v_0} \sqrt{\frac{8}{\lambda}}. \qquad (5.15)$$

Относительная толщина ламинарной пленки

$$\frac{\delta}{d_0} = N \frac{\nu}{v_0 d_0} \sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{N}{\mathrm{Re}} \sqrt{\frac{8}{\lambda}}. \qquad (5.16)$$

При коэффициенте сопротивления $\lambda \approx 0{,}08$ и числе $\mathrm{Re} \approx 16\,000$ относительная толщина ламинарной пленки имеет порядок 1%. Она уменьшается при прочих равных условиях с увеличением скорости и Re.

Толщина ламинарной пленки представляет собой технический интерес, так как позволяет критически оценить влияние шероховатости стенок на величину сопротивления при движении потока в трубах.

Коэффициент сопротивления при движении в трубах. Сопротивление h_w при движении жидкости в трубах может быть выражено для всех режимов течения формулой

$$h_w = \lambda \frac{l}{d_0} \cdot \frac{v_0^2}{2g}. \qquad (5.17)$$

В настоящее время различают три характерных режима течения: ламинарное, турбулентное в трубах с гладкими стенками и турбулентное в трубах с шероховатыми стенками. В одном и том же трубопроводе,

в зависимости от кинематического коэффициента вязкости ν и скорости жидкости v_0, могут иметь место все три типа движения. Критерием для ламинарного движения является значение Re

$$\mathrm{Re} = \frac{d_0 v_0}{\nu} \leqslant 2000.$$

Гладкие стенки должны удовлетворять условию: толщина ламинарной пленки δ у стенки больше абсолютной шероховатости поверхности стенок k (рис. 79, *а*). При шероховатых стенках, наоборот, $\delta < k$ (рис. 79, *б*).

При ламинарном и турбулентном движениях в трубах с гладкими стенками, когда все неровности поверхности стенок покрываются ламинарной пленкой, график распределения скоростей по сечению потока зависит исключительно от его внутренних свойств. Турбулентность возни-

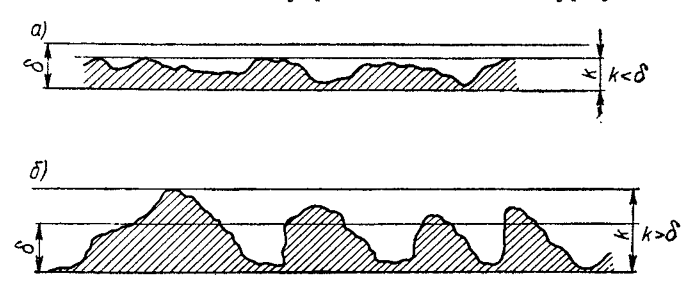


Рис. 79. Схема гидравлически гладких (*а*) и шероховатых (*б*) стенок

кает от внутренней неустойчивости потока, характеризующейся отношением сил инерции к силам вязкости, или числом Re. Внешний фактор — шероховатость стенок трубы — не сказывается на характере движения жидкости. Коэффициент сопротивления λ является исключительно функцией числа Re.

Для ламинарного движения

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}. \qquad (5.18)$$

Для турбулентного движения с гладкими стенками можно рекомендовать формулу Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}}, \qquad (5.19)$$

применяющуюся при Re $\leqslant$ 80 000, формулу Германа

$$\lambda = 0,00540 + 0,396\mathrm{Re}^{-0,3}, \qquad (5.20)$$

точность которой достаточна при $\mathrm{Re} \leqslant 2 \cdot 10^6$, и формулу

$$\lambda = \frac{1}{[2 \lg (\mathrm{Re} \sqrt{\lambda}) - 0,8]^2}, \qquad (5.21)$$

практически применяемую для всех чисел Рейнольдса.

В случаях, когда шероховатость поверхности стенок трубы превосходит толщину ламинарной пленки, турбулентность основного потока определяется внешними условиями — относительной шероховатостью $\frac{k}{r_0}$,

а коэффициент сопротивления перестает зависеть от Re и определяется исключительно относительной шероховатостью

$$\lambda = \frac{1}{\left(1{,}74 + 2{,}00 \lg \frac{r_0}{k}\right)^2}. \tag{5.22}$$

Функциональная зависимость коэффициента сопротивления λ от Re и относительной шероховатости $\frac{k}{r_0}$ для всех режимов течения представлена графически в логарифмических координатах на рис. 80 (график Никурадзе), где отчетливо виден совершающийся по мере увеличения числа Re

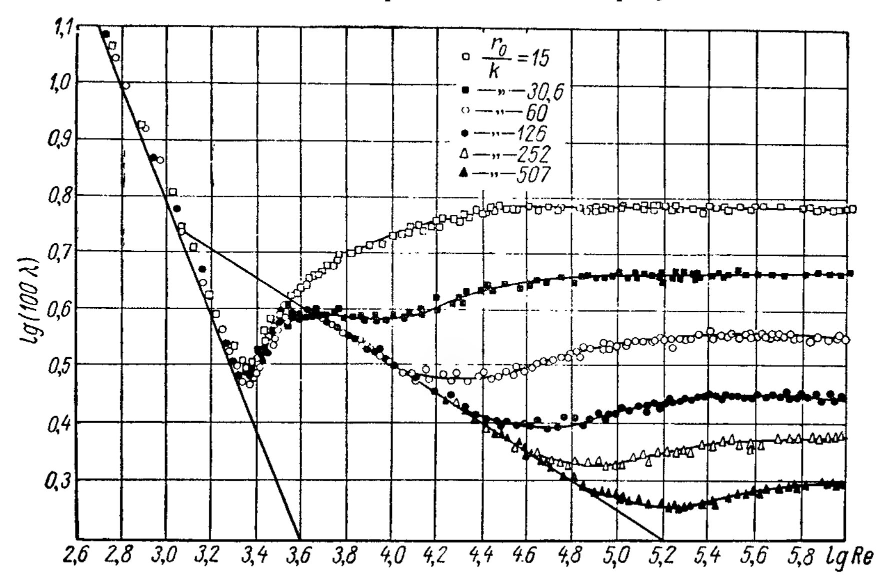


Рис. 80. Зависимость коэффициента сопротивления гидравлически гладкой и шероховатой труб от Re

переход от ламинарного движения сначала к движению в гладких, а затем в шероховатых трубах. При этом, чем меньше относительная шероховатость, тем дольше сохраняется режим течения, характерный для гладких стенок. Очевидно, что характерные для движения в трубах явления наблюдаются также при движении в каналах некругового сечения и в пограничном слое при обтекании профилей лопастей гидромашины.

Величина выступов поверхности тела — абсолютная шероховатость — зависит от материала и технологии изготовления изделия. Ниже приведены значения абсолютной шероховатости k в микронах для ряда материалов.

Стекло	0,06—0,25
Латунь, медь, алюминий тянутые	0,06—0,32
Сталь светлокатаная	6—10
Сталь обработанная (▽7)	5—10
Чугун литой чистый	30—60
Трубы клепаные	64—100

Приведем пример расчета коэффициента сопротивления для движения воды ($\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ *м²/сек*) со скоростью $v_0 = 1$ *м/сек* в чугунной литой трубе $d_0 = 200$ *мм* при абсолютной шероховатости $k = 0{,}05$ *мм*.

Находим

$$\mathrm{Re} = \frac{v_0 d_0}{\nu} = \frac{1\cdot 0{,}2}{1\cdot 10^{-6}} = 2\cdot 10^5 > 2000.$$

Режим движения турбулентный.

Предварительное значение коэффициента λ можно определить по формуле (5. 20)

$$\lambda = 0{,}00540 + 0{,}396\mathrm{Re}^{-0,3} = 0{,}00540 + 0{,}396\,(2\cdot 10^5)^{-0,3} = 0{,}00925.$$

Определяем толщину ламинарной пленки из формулы (5. 16)

$$\delta = d_0 \frac{N}{\mathrm{Re}} \sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 200\,\frac{11{,}6}{2\cdot 10^5} \sqrt{\frac{8}{0{,}00925}} = 0{,}341 \text{ мм}.$$

Так как полученная толщина ламинарной пленки δ больше абсолютной шероховатости ($0{,}341 > 0{,}05$), то коэффициент сопротивления следует рассчитывать для движения в трубах с гладкими стенками. В противном случае коэффициент λ нужно определять по формуле (5. 22).

33. Потери в лопастном колесе

Категории гидравлических потерь. В общем случае структура потока в лопастной машине определяется не только формой и размерами каждого элемента проточной части в отдельности, но и их сочетанием. Как следует из механики движения вязкой жидкости, предшествующие состояния потока оказывают существенное влияние на форму движения в последующих элементах.

В то же время для анализа гидравлических потерь в машине совершенно необходимо расчленение общего эффекта потерь на составляющие. Как указывалось в п. 12, наименьшего взаимного влияния элементов проточной части лопастной машины следует ожидать на режиме, обеспечивающем установившееся относительное движение в лопастном колесе и абсолютное — в элементах проточной части корпуса. Такой режим является расчетным. На других режимах, очевидно, будет иметь место неустановившееся движение и соответствующие ему гидравлические потери.

Анализ причин возникновения гидравлических потерь в лопастных машинах на основе современных представлений механики движения вязкой жидкости приводит к целесообразности следующей классификации потерь:

1) потери установившегося движения: а) относительного — в лопастном колесе; б) абсолютного — в элементах проточной части корпуса;

2) потери неустановившегося движения;

3) потери гидравлического торможения, относящиеся к механическим потерям, но имеющие прямую связь с механикой движения основного потока жидкости в проточной части.

Следуя этой классификации, остановимся сначала на физической картине возникновения потерь в лопастном колесе, а затем — в проточной части корпуса.

Потери трения и вихреобразования при установившемся относительном движении в лопастном колесе. Потери трения в каналах лопастного колеса сильно зависят от шероховатости стенок и для очень гладких поверхностей могут быть сведены к весьма малым значениям. Определение потерь на трение в каналах колеса по среднему значению относительной скорости можно признать правильным лишь при определенном соотношении значений относительной скорости потока w и угловой скорости

колеса ω. В противном случае вследствие наличия в относительном движении осевого вихря (см. п. 17) возможно возникновение противотоков, и понятие о среднем значении относительной скорости теряет свой физический смысл. Тогда учет потерь на трение по среднему значению относительной скорости (даже ориентировочный) становится принципиально неправильным. Это подтверждается опытами по определению сопротивления при движении жидкости во вращающейся U-образной трубке (рис. 81). Найдено, что при небольших отношениях $\frac{w}{\omega}$ сопротивление протеканию во вращающейся трубке более чем в сорок раз превышает сопротивление течению в неподвижной трубке при тех же расходах. В условиях опыта сопротивление трения не имело, по-видимому, превалирующего значения.

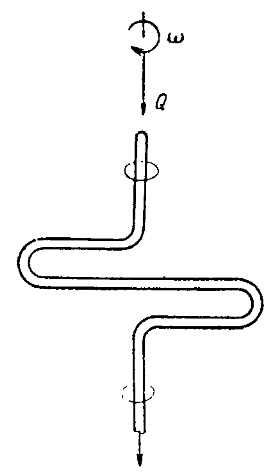
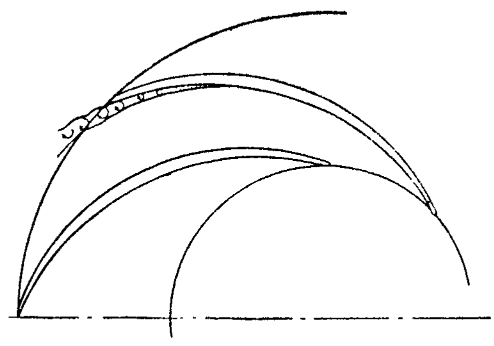


Рис. 81. Схема определения гидравлических сопротивлений во вращающейся U-образной трубке

Потери вихреобразования при движении жидкости в лопастном колесе могут иметь место вследствие ряда причин.

1. Отрыв потока от поверхности лопасти из-за недостаточности кинетической энергии частиц жидкости в пограничном слое (рис. 82) вызывает возникновение сбегающих вихрей. В условиях нормального режима ($\bar{Q} = 1{,}0$) это явление происходит со всасывающей стороны к концу лопасти. Исследования наглядным экспериментом (см. п. 23) подтвердили возникновение этих вихрей во вращающемся лопастном колесе. Для сокращения такого вихреобразования рекомендуется среднее значение относительной скорости в канале колеса сохранять близким к постоянному.

2. Возникновение вихрей имеет место при движении жидкости в пограничном слое на стенках колеса из области повышенного давления на напорной стороне лопасти в область пониженного давления на всасывающей стороне смежной лопасти. Это приводит к возникновению вторичных токов и образованию так называемых концевых вихрей (рис. 83). Возникновение этих вихрей в известной мере аналогично явлениям, происходящим в плавном колене трубопровода (см. рис. 92). В коленах трубопроводов разность давлений обусловлена действием центробежной силы при повороте струи. Теоретическое исследование этого явления произвел Лоренц, определив величину теряемой энергии. В лопастных машинах интенсивность такого вихревого движения зависит от разности давлений по обе стороны лопасти, т. е. от удельной нагрузки, приходящейся на нее.


Рис. 82. Отрыв потока от поверхности лопасти и образование сбегающих вихрей

3. Причиной образования вихрей является непостоянство циркуляции скорости по ширине лопасти, которое иногда имеет место даже при расчетном режиме. Это приводит к сбеганию вихрей по ширине лопасти с ее кромок. Явление это изучено подробно как экспериментально, так

и теоретически применительно к крылу конечного размаха. Дополнительное сопротивление, возникающее при сбегании свободных вихрей по ширине крыла, называется индуктивным сопротивлением. С энергетической точки зрения оно эквивалентно кинетической энергии сбегающих вихрей. Схема вихрей, сбегающих с крыла конечного размаха, показана на рис. 84. Влияние этой системы вихрей на работу лопастного колеса турбомашин пока мало изучено. Развитие вихрей, сбегающих по ширине лопастей, приводит к противотокам как при входе, так и при выходе потока из колеса. Наличие противотоков приводит при малых подачах к возникновению вращения потока до поступления в лопастное колесо, что хорошо известно из опыта. Подробное описание возникновения противотоков при входе в лопастное колесо дает Шпанхаке [117].

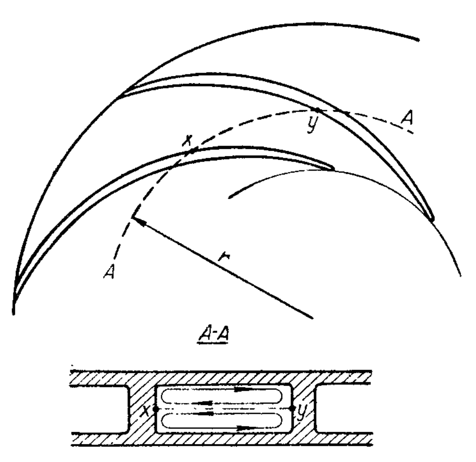


Рис. 83. Вторичные токи, возникающие у торцов лопастей в месте сопряжения с боковыми стенками колеса

Всякая поверхность разрыва скоростей в потоке жидкости является источником вихреобразования. Следует указать на поверхность разрыва при выходе потока из колеса (рис. 85). Истечение потока жидкости из колеса в окружающую его полость сопровождается разрывом скоростей для частиц, идущих по боковым стенкам колеса, так как поток снаружи боковых стенок колеса протекает в совершенно иных условиях, чем внутри колеса.

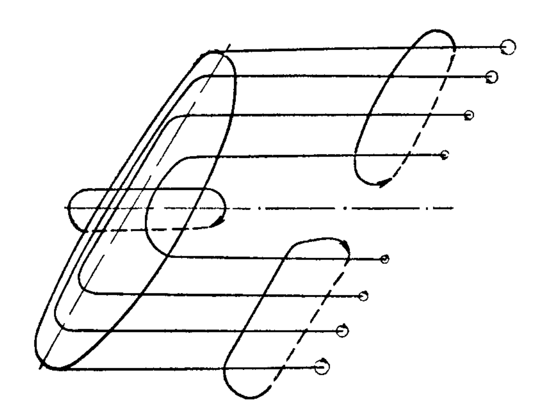


Рис. 84. Схема вихрей у крыла конечного размаха

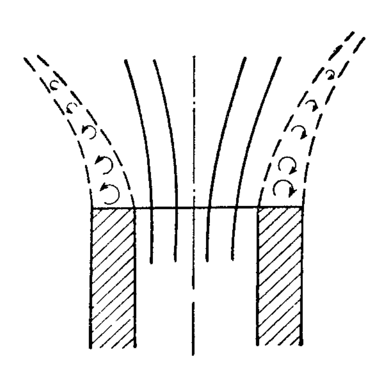


Рис. 85. Поверхности разрыва скоростей при выходе потока из колеса

Потери неустановившегося движения в лопастном колесе. Остановимся на вихреобразовании в условиях неустановившегося относительного движения. Для обеспечения установившегося относительного движения поле скоростей и давлений в сечениях потока до и после колеса должно быть осесимметричным. В противном случае граничные условия для какой-нибудь лопасти колеса будут претерпевать при повороте колеса циклические изменения. В действительности даже при наиболее

благоприятных обстоятельствах осевая симметрия граничных условий для колеса соблюдается неполностью.

Экспериментальные исследования потока в спиральных отводах центробежных насосов дают наглядное представление о неравномерности поля скоростей и давлений по наружной окружности колеса (табл. 10).

Таблица 10

Неравномерность распределения скоростей и давлений по окружности рабочего колеса

Подача в % от нормальной	Статическое давление		Радиальная скорость	
	наибольшее	наименьшее	наибольшая	наименьшая
100	7,2	6,2	3,1	2,5
19	9,8	7,0	3,1	—7,0
142	6,0	3,5	9,5	2,5

С. С. Руднев в упомянутой выше работе [93] дает аналогичную картину для случая направляющего аппарата. При нормальной подаче изменение статического давления по окружности между двумя лопатками направляющего аппарата составляет около 2%. При подаче 40% от нормальной изменение давления по окружности достигает 40%. Значительная асимметрия по дуге может наблюдаться также при поступлении потока в колесо, особенно тогда, когда канал, подводящий поток к колесу, имеет форму колена.

Периодическое изменение граничных условий для лопасти вращающегося колеса, возникающее при нарушении осевой симметрии условий вне колеса, приводит к циклическому изменению величины присоединенного к лопасти вихря, так как интенсивность его определяется граничными условиями потока. Всякое изменение величины присоединенного вихря сопровождается возникновением начального реального вихря, по интенсивности равного величине изменения присоединенного вихря. Изложенное показывает, что асимметрия условий входа и выхода потока из колеса должна приводить к потере энергии, численно равной кинетической энергии сбегающих с колеса вихрей.

Наличие такого рода потерь полностью подтверждается производственным опытом ЛМЗ им. XXII съезда КПСС. В процессе изготовления одного из секционных многоступенчатых насосов размер переводных каналов в секциях получился в отливке различным: с одной стороны процентов на сорок уже, чем с другой. Подсчет гидравлических потерь в суженном канале, обусловленных повышением скорости потока, показал незначительную величину (порядка одного процента от напора ступени). Измерения потерь давления в обратном канале показали удовлетворительное совпадение с расчетом. Однако общий к. п. д. насоса оказался сниженным до 54% против нормального значения (64%). Измерения распределения давлений в потоке показали резкое понижение гидравлического к. п. д. колеса. После замены дефектных секций с односторонне зауженными переводными каналами на секции с одинаковыми размерами всех каналов испытание насоса показало полное нормальное значение к. п. д. Этот пример наглядно показывает, насколько велико влияние асимметрии условий подвода потока к колесу на к. п. д. насоса. Высокое значение к. п. д. гидромуфт (96—98%), обладающих весьма примитивными формами проточной части, но в то же время полной осевой симметрией, также

является подтверждением значительного влияния потерь, обусловленных неустановившимся относительным движением в лопастном колесе. Для повышения к. п. д. насоса следует обращать серьезное внимание на обеспечение осевой симметрии граничных условий лопастного колеса.

Потери гидравлического торможения. При уменьшении подачи лопастного колеса нарушается соответствие формы элементов проточной части корпуса насоса характеристике потока при входе и выходе из лопастного колеса. Вследствие этого турбулентность потока в области перехода из колеса в корпус резко возрастает, что ведет к усиленному обмену количеств движения частиц жидкости, находящихся в области лопастного колеса, и частиц, расположенных в области проточной части корпуса. При более значительном снижении подачи возникают противотоки так,

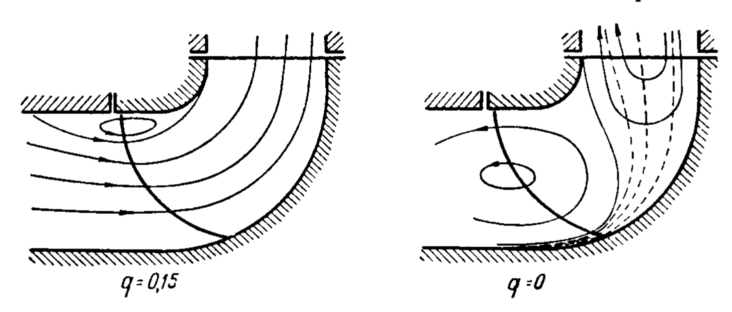


Рис. 86. Поток в колесе с лопастями двойиой кривизиы при частичных иагрузках

что часть жидкости, вышедшей из колеса, вновь входит в него обратно через ту же контрольную поверхность; при входе же в колесо, наоборот, часть жидкости выбрасывается обратно в область всасывания (рис. 86). Это явление ведет к гидравлическому торможению колеса. Потери энергии, связанные с гидравлическим торможением, не могут быть отнесены к гидравлическим потерям, так как они не ведут непосредственно к снижению напора, развиваемого насосом. Их следует отнести к механическим потерям, непосредственно ведущим к возрастанию момента сопротивления движению колеса. Однако чисто гидравлический механизм этой потери делает целесообразным рассмотрение ее совместно с гидравлическими потерями.

Согласно уравнению моментов количества движения применительно к внутренней области лопастного колеса, момент взаимодействия внутренней поверхности колеса с потоком равен

$$M_к = \frac{G}{g}\left(\overline{v}_{u2}r_2 - \overline{v}_{u1}r_1\right) + M_{t1} + M_{t2}, \qquad (5.23)$$

где M_{t1} — момент торможения внешних слоев жидкости по контрольной поверхности входа потока в колесо;

M_{t2} — то же по контрольной поверхности выхода потока из колеса;

$\overline{v_{u2}r_2}$ — среднее значение момента абсолютной скорости при выходе потока из колеса;

$\overline{v_{u1}r_1}$ — то же при входе потока в колесо.

Данные экспериментальной проверки уравнения (5. 23) приводятся С. С. Рудневым в уже упоминавшейся работе «Баланс энергии в центробежном насосе». Из этих данных следует, что момент торможения в области, смежной с нормальной подачей, практически равен нулю; при подаче меньше 50% от нормальной тормозной момент начинает приобретать заметное значение, достигая наибольшей величины при $Q = 0$.

В центробежных колесах большой быстроходности ($n_s > 200$) явление гидравлического торможения проявляется более резко, что ведет к повышению мощности холостого хода (при нулевой подаче). В насосах с лопастными колесами, для которых $n_s > 250$, мощность холостого хода обычно превышает значение ее на режиме с оптимальным значением к. п. д.

Только часть гидравлических потерь, возникающих в лопастном колесе, следует относить собственно к свойствам, присущим колесу, — это потери трения и вихреобразования установившегося относительного движения. Потери же вихреобразования неустановившегося движения и мощность гидравлического торможения относятся к взаимодействию колеса с внешними областями проточной части корпуса насоса.

Потери в проточной части корпуса насоса следует также рассматривать под углом зрения механики вязкой жидкости. Однако вследствие отсутствия переносного движения обстоятельства там складываются проще, чем в лопастном колесе, и потери могут быть легче сравнимы с относительно лучше изученными потерями в неподвижных каналах той или иной формы.

34. Потери в проточной части корпуса

Потери в прямолинейных каналах произвольного сечения. Среднее значение касательного напряжения τ у стенки канала некоторой произвольной формы поперечного сечения f и периметра S может быть получено из условий равновесия объема жидкости, заключенного в отрезке канала длиной dx

$$\tau_0 S dx = -f dp,$$

откуда

$$\tau_0 = -\frac{dp}{dx} \cdot \frac{f}{S}. \qquad (5.24)$$

Величина касательного напряжения у стенки τ_0 является одной из основных величин, характеризующих наравне с Re физическую картину движения жидкости в прямолинейном канале. При одинаковом значении сопротивления $\frac{dp}{dx}$ на единицу длины канала касательное напряжение τ_0 будет одинаковым в каналах с равными значениями параметра $\frac{f}{S} = R$, называемого гидравлическим радиусом. Сопоставляя формулу (5. 24) с аналогичным выражением для трубы круглого сечения (5. 10), имеем гидравлический радиус для круглого сечения

$$R = \frac{r_0}{2} = \frac{d_0}{4}. \qquad (5.25)$$

Коэффициенты сопротивления для каналов произвольного сечения выбирают такими же, как для круглого сечения того же гидравлического радиуса.

Потери в диффузорах. Процесс преобразования кинетической энергии потока жидкости в давление представляет для лопастных машин исключительный интерес, так как их гидравлический к. п. д. в значительной мере зависит от совершенства этого процесса в различных элементах проточной части. Наиболее доступно изучение этого явления в каналах с постепенно расширяющимися сечениями — диффузорах, — исследованию движения вязкой жидкости в которых посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ.

Опыты со слегка расширяющимися и сужающимися каналами, проведенные в потоке воздуха и воды, показали, что профили скоростей

по сечению канала в большой степени зависят от угла раскрытия диффузора ε (рис. 87). Существенно изменение профиля скоростей в сечениях по оси диффузора (рис. 88). Увеличение угла раскрытия диффузора и его длины ведет к отрыву потока от стенки. Как уже указывалось выше, отрыв потока от стенки влечет за собой образование застойной зоны с последующим беспорядочным перемешиванием потока. Действие диффузора за точкой отрыва прекращается, и дальнейший процесс тождествен с явлениями при внезапном расширении сечения канала. Таким образом, осуществление диффузорного канала за точкой отрыва является нецелесообразным.

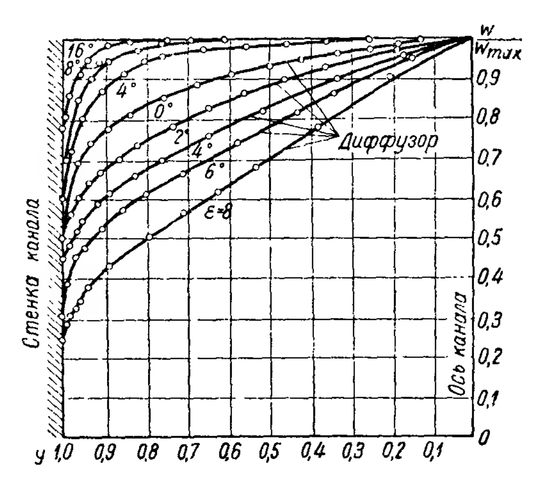


Рис. 87. Распределение скоростей по сечению в ускоренных и замедленных турбулентных потоках

Отрыв потока от стенки возникает, когда запас кинетической энергии частиц пограничного слоя оказывается недостаточным для преодоления положительного градиента давления, который образуется вдоль оси диффузора. Место отрыва зависит от толщины δ пограничного слоя и величины градиента давления $\frac{dp}{dx}$. Никурадзе в связи с исследованием движения жидкости в суживающихся и расширяющихся каналах ввел для характеристики потока так называемый параметр формы

$$\Gamma' = \frac{dp}{dx} \cdot \frac{\delta}{\tau_0}, \tag{5.26}$$

представляющий собой отношение падения давления на участке длиной, равной толщине пограничного слоя δ, к величине касательного напряжения у стенки τ_0. При одинаковых значениях параметра формы Г′ можно предполагать, что получается один и тот же профиль скоростей по сечению. Строго говоря, это предположение несправедливо, так как каждый профиль скоростей развивается некоторым образом из профилей, расположенных перед ним, т. е. форма профиля скоростей безусловно зависит от предшествующего состояния рассматриваемой жидкости. Однако, если

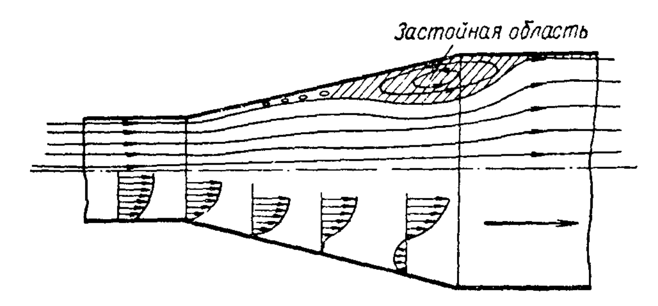


Рис. 88. Профиль скоростей в различных сечениях диффузора

профили скоростей видоизменяются на достаточно большой длине и достаточно медленно, то это обстоятельство имеет второстепенное значение.

В диффузорах пограничный слой распространяется на все сечение, и его толщину δ можно принять равной радиусу r рассматриваемого сечения. Выражая касательное напряжение у стенки через коэффициент сопротивления λ, по уравнению (5. 13) получим

$$\Gamma' = \frac{dp}{dx} \cdot \frac{8r}{\lambda \varrho v_0^2}$$

или, принимая для гладких стенок коэффициент сопротивления по Блазиусу,

$$\lambda = 0{,}3164 \frac{1}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}} = \frac{0{,}3164}{\sqrt[4]{\frac{v_0 d}{\nu}}}, \qquad (5.27)$$

получим

$$\Gamma' = \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \frac{r^{5/4}}{\nu^{1/4} v_{\max}^{7/4}}, \qquad (5.28)$$

где $v_{max} = 1{,}25 v_0$ — скорость на оси.

Началу отрыва потока от стенки, по опытам Никурадзе, соответствует $\Gamma' = 0{,}08$.

Часто вместо толщины пограничного слоя δ вводится понятие о толщине потери импульса δ^{**}

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{v}{v_{\max}} \left(1 - \frac{v}{v_{\max}}\right) dy,$$

и тогда вместо Γ' вводят параметр

$$\Gamma_1 = \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \frac{(\delta^{**})^{5/4}}{\nu^{1/4} v_{\max}^{7/4}}.$$

По данным проф. Лойцянского [58], величина Γ_1 в точке отрыва равна примерно 0,089.

Сопротивление диффузора обусловливается трением потока о стенки и вихреобразованием, связанным с отрывом потока от стенок. Уменьшение угла расширения диффузора ε при неизменном отношении площади конечного сечения f_2 к площади начального сечения f_1 приведет к увеличению длины l диффузора. При этом возрастет сопротивление трения и уменьшится сопротивление вихреобразования. Таким образом, минимум сопротивления диффузора обеспечивается при некотором оптимальном значении угла ε. Для диффузоров круглого и квадратного сечения $\varepsilon_{опт} = 7 \div 8°$; для плоских (прямоугольных) диффузоров $\varepsilon_{опт} = 10 \div 12°$.

Применяя к движению жидкости в диффузоре уравнение энергии, имеем приращение давления

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} - \Delta h_д, \qquad (5.29)$$

где $\Delta h_д$ — потери в диффузоре.

Коэффициент сопротивления диффузора

$$\zeta = \frac{2g \Delta h_д}{v_1^2 - v_2^2}. \qquad (5.30)$$

Часто также пользуются понятием полного коэффициента сопротивления

$$\zeta_{полн} = \frac{2g \Delta h_д}{v_1^2}, \qquad (5.31)$$

представляющего собой отношение потерянного напора к скоростному напору во входном сечении диффузора. Понятие полного коэффициента сопротивления в большей мере относится к условиям, когда выходной скоростной напор $\frac{v^2}{2g}$ является также энергией, потерянной для системы в целом. Обозначая $\frac{f_2}{f_1} = n$, получим

$$\zeta_{полн} = \zeta\left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \tag{5. 32}$$

Весьма удобно также пользоваться коэффициентом φ потерь в диффузоре, представляющим собой отношение сопротивления $\Delta h_д$ диффузора к теоретическим потерям на удар по Борда — Карно при внезапном расширении струи от узкого сечения к широкому

$$\varphi = \frac{2g\,\Delta h_д}{(v_1 - v_2)^2}. \tag{5. 33}$$

Коэффициент потерь φ удобен тем, что он при данном угле расширения ε практически не зависит от отношения n конечного сечения к начальному, т. е. от длины диффузора. В табл. 11 приведены для оптимальных значений угла ε значения коэффициента потерь φ (в долях от потери на удар) в зависимости от формы сечения диффузора.

Таблица 11

Значения коэффициента потерь диффузора для различных форм сечения канала

Форма сечения	Оптимальное значение ε в *град*	φ
Круглое сечение	6—8	0,15
Квадратное сечение	6—7	0,17
Плоский диффузор с переходом от квадратного к прямоугольному сечению	10—12	0,20

Примечание. Значения φ приведены для потока, успокоенного перед входом в диффузор цилиндрическим участком длиной $l = 2d_1$ (d_1 — диаметр входного сечения).

Значение φ позволяет легко определить коэффициенты сопротивления диффузора ζ в зависимости от степени расширения $\frac{f_2}{f_1} = n$

$$\zeta_{полн} = \varphi\left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 = \varphi\left(\frac{n-1}{n}\right)^2; \tag{5. 34}$$

$$\zeta = \varphi\frac{1 - \frac{1}{n}}{1 + \frac{1}{n}} = \varphi\frac{n-1}{n+1}. \tag{5. 35}$$

Относительную длину диффузоров круглого и квадратного сечений практически берут не более $\frac{l}{d_1} = 2{,}5 \div 3{,}0$, для плоских диффузоров это отношение может быть увеличено примерно вдвое.

В условиях, когда длина диффузора ограничена конструктивными соображениями, а степень расширения $n = \frac{f_3}{f_1}$ задана, следует рекомендовать применение ступенчатого диффузора (рис. 89), состоящего из

начального участка со степенью расширения $\frac{f_2}{f_1}$ при оптимальном значении угла ε и внезапного расширения в конце диффузора с переходом к f_3. Потери в ступенчатом диффузоре складываются из потерь $\Delta h_д$ в плавно расширяющейся части канала и потерь $\Delta h_{уд}$ на удар при выходе потока из диффузора

$$\Delta h = h_д + h_{уд} = \varphi \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} + \frac{(v_2 - v_3)^2}{2g}. \qquad (5.36)$$

Такой диффузор ступенчатой конструкции дает меньшие значения коэффициента сопротивления, чем диффузор с увеличенным значением n

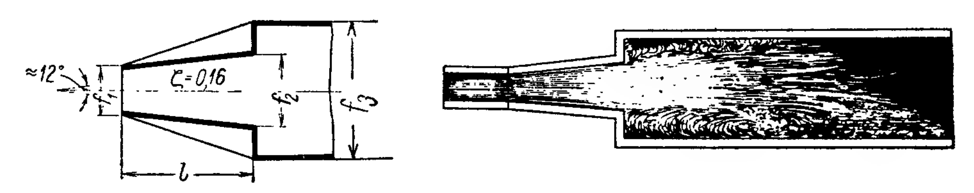


Рис. 89. Ступенчатый диффузор

или диффузор с криволинейными стенками, очерченными исходя из условия $\frac{dp}{dx} = \text{const}$.

Искривление оси диффузора нежелательно, так как создает благоприятные условия для отрыва потока от стенки.

Местные потери. Потери, возникающие в потоке на закруглениях и при внезапном изменении сечения, относятся к местным. Они обусловлены вихреобразованием и хорошо подчиняются квадратичному закону зависимости от среднего значения скорости

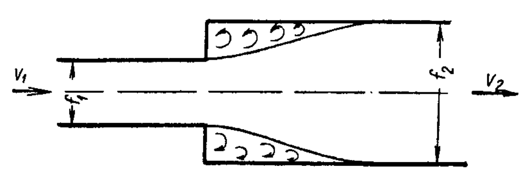


Рис. 90. Схема образования вихрей при внезапном расширении

$$h_w = \zeta \frac{v_1^2}{2g}.$$

Очевидно, что коэффициент сопротивления ζ охватывает всю совокупность физических явлений, связанных с вихреобразованием в рассматриваемой области. Поэтому определенные значения ζ могут быть получены лишь для небольшого числа наиболее типичных форм.

Потери внезапного расширения могут быть определены по теореме Борда — Карно (рис. 90)

$$h_w = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = \left(1 - \frac{f_1}{f_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g},$$

откуда при внезапном расширении

$$\zeta = \left(1 - \frac{f_1}{f_2}\right)^2. \qquad (5.37)$$

Потери при внезапном сужении сечения (рис. 91) вызваны отрывом потока и вихреобразованием при обтекании острых кромок входного отверстия

$$h_w = \varphi \frac{(v_2 - v_1)^2}{2g}. \qquad (5.38)$$

Значение коэффициента φ может быть принято 0,4—0,5.

Потери в коленах постоянного сечения возникают вследствие отрыва потока за коленом и образования вихрей вторичного тока (рис. 92). На повороте вследствие действия центробежных сил распределение скоростей по сечению колена приближается к закону $v_u R = \text{const}$.

В месте перехода колена в прямолинейный участок происходит замедление скоростей по внутреннему контуру колена и отрыв потока, связанный с явлениями в пограничном слое. Кроме того, повышение давления по сечению колена с увеличением радиуса, обусловленное динамикой основного потока, ведет к возникновению вторичных течений в пограничном слое из области повышенного давления в область пониженного, так как поле скоростей в пограничном слое, отличное от основного потока, не уравновешивает имеющейся разности давлений. В результате возникают два осевых вихря, кинетическая энергия которых представляет собой потерю энергии, связанную с вторичными токами. Очевидно, чем круче колено, тем более резко проявляются все эти явления.

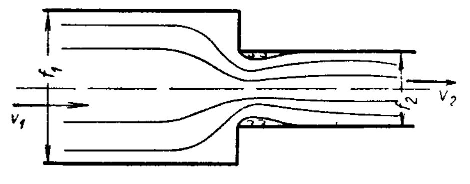


Рис. 91. Схема образования вихрей при внезапном сужении

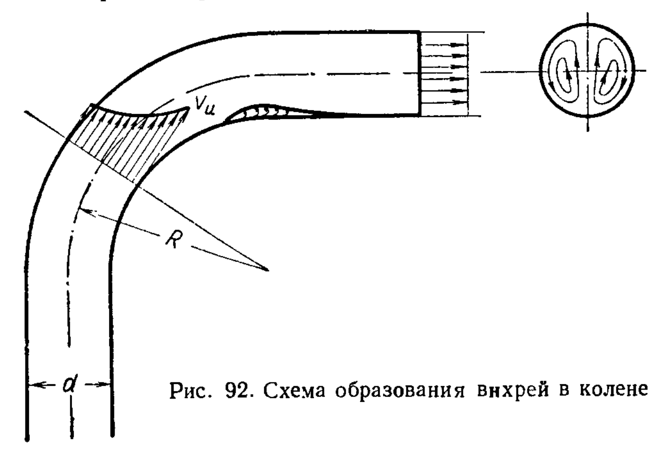


Рис. 92. Схема образования вихрей в колене

Для учета потерь в коленах рекомендуются следующие значения коэффициентов сопротивления:

для круглого сечения

$$\zeta = 0{,}13 + 0{,}16\left(\frac{d}{R}\right)^{3,5};$$

для прямоугольного сечения

$$\zeta = 0{,}124 + 0{,}274\left(\frac{a}{R}\right)^{3,5},$$

где a — размер стороны прямоугольника в плоскости колена.

Наивыгоднейший радиус закругления, если учитывать также потери на трение, возрастающие с длиной колена, $R = (7 \div 8)\,a$.

35. Утечки

Категории утечек (объемных потерь). Внутри насоса по зазорам между ротором и статором возникают утечки, которые уменьшают полезную подачу насоса и в некоторых случаях создают дополнительные гидравлические потери. В зависимости от конструкции насоса утечки возникают

в различных местах. Наиболее характерными являются потери в переднем уплотнении колеса Q_{s1}, в системе уравновешивания осевого давления Q_{s2}, в уплотнениях ступицы колеса Q_{s3}.

Утечки в переднем уплотнении колеса Q_{s1}. В качестве наиболее характерного примера рассмотрим объемные утечки Q_{s1}. Простейшая система уплотнения имеет форму кольцевой щели (рис. 93). Рассматривая утечку как истечение через кольцевое отверстие, имеем

$$Q_{s1} = \mu f_i \sqrt{2g\frac{p_i - p_1}{\gamma}} = \mu\pi D_i b\sqrt{2gH_{pi}}, \qquad (5.39)$$

где f_i — поперечное сечение щели, равное $\pi D_i b$;
D_i — диаметр уплотнения;
b — радиальный зазор;
p_i — давление перед уплотнением;
p_1 — давление за уплотнением, равное давлению при входе в колесо;
$H_{pi} = \frac{p_i - p_1}{\gamma}$ — напор, теряемый в уплотнении;
μ — коэффициент расхода.

Зазор в уплотнении выбирают минимально возможным и ориентировочно равным $0{,}003r_i$.

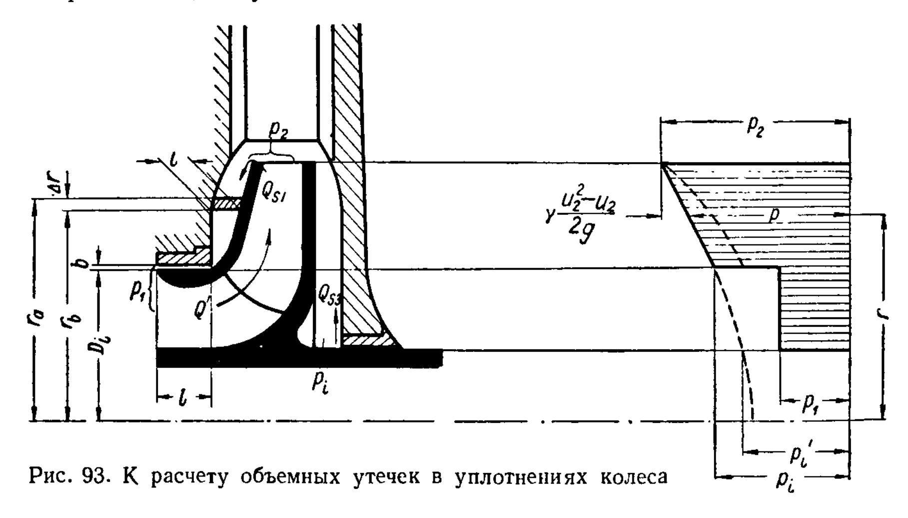


Рис. 93. К расчету объемных утечек в уплотнениях колеса

При заданных прочих размерах уплотнения, которые обычно в большой мере определяются конструктивно, задача определения расхода через щель Q_{s1} сводится, согласно формуле (5. 39), к определению напора H_{pi}, теряемого в уплотнении, и коэффициента расхода μ.

Напор, теряемый в уплотнении, можно определить по величине потенциального напора лопастного колеса $H_p = \frac{p_2 - p_1}{\gamma}$ и по изменению давления $p_2 - p_i$ в области, расположенной снаружи лопастного колеса,

$$\frac{p_i - p_1}{\gamma} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} - \frac{p_2 - p_i}{\gamma} = H_p - \frac{p_2 - p_i}{\gamma}. \qquad (5.40)$$

Изменение давления от значения при выходе потока из колеса p_2 до величины при входе в уплотнение p_i определяется формой движения жидкости в области между внешней стенкой колеса и стенкой корпуса.

Распределение скоростей в области между колесом и корпусом. Движение жидкости между колесом и корпусом носит сложный характер и обус-

ловлено двумя причинами: во-первых, трением о вращающуюся стенку колеса и о неподвижную стенку корпуса; во-вторых, потоком жидкости вследствие протечек в уплотнении. Частицы жидкости, прилегающие непосредственно к поверхности колеса, увлекаются им во вращательное движение и под действием центробежной силы отбрасываются к периферии. Это течение возбуждает, в соответствии с уравнением неразрывности, обратное течение от периферии к центру вдали от колеса, т. е. по стенке корпуса. На возникающий таким путем вихревой поток накладываются скорости потока протекания Q_{s1}.

Выделим между корпусом и колесом замкнутую область в форме тонкого цилиндрического слоя толщиной l (рис. 93), ограниченного снаружи цилиндрической поверхностью радиуса r_a, изнутри — поверхностью радиуса r_b, слева — стенкой корпуса и справа — движущейся стенкой колеса. Исследуем движение жидкости в выделенном элементе объема, пользуясь уравнением моментов количества движения относительно оси насоса

$$M = \int_f v_u r \varrho v_n \, df, \qquad (5.41)$$

Рис. 94. Распределенее окружных скоростей по цилиндрическому сечению потока между колесом и корпусом на радиусе r_a (см. рис. 93)

где M — результирующий момент внешних сил, действующих на поверхность выделенной области;

f — поверхность выделенной области;

v_u — окружная составляющая абсолютной скорости;

v_n — нормальная составляющая абсолютной скорости;

ϱ — плотность.

Вся поверхность f состоит из четырех элементов: элемента поверхности колеса $f_{кол}$; элемента поверхности корпуса $f_{кор}$; двух контрольных цилиндрических поверхностей f_a и f_b. Нормальные составляющие скоростей по обтекаемым потоком поверхностям $f_{кор}$ и $f_{кол}$ равны нулю; поэтому интеграл в правой части уравнения (5. 41) распадается на две части

$$M = \int_{f_b} v_u r_b \varrho v_r \, df - \int_{f_a} v_u r_a \varrho v_r \, df. \qquad (5.42)$$

При турбулентном движении окружные составляющие скорости v_u в цилиндрическом сечении в средней части потока имеют почти постоянное значение, опускаясь до нуля у стенки корпуса и достигая окружной скорости $u = \omega r$ у стенки колеса (рис. 94). Вынося среднее значение скорости v_u за знак интеграла, получим

$$M = (v_u r)_b \, \varrho \int_{f_b} v_r \, df - (v_u r)_a \, \varrho \int_{f_a} v_r \, df. \qquad (5.43)$$

Из уравнения неразрывности имеем

$$\int_{f_b} v_r \, df = \int_{f_a} v_r \, df \qquad Q_{s1}. \qquad (5.44)$$

Из формул (5. 43) и (5. 44) получим

$$M = \varrho Q_{s1} \left[(v_u r)_b - (v_u r)_a \right] = \varrho Q_{s1} \, \Delta_{a\text{-}b} (v_u r). \qquad (5.45)$$

Момент внешних сил M можно разложить на составляющие, соответствующие элементам поверхности f

$$M = M_{кол} - M_{кор} + M_{ta} + M_{tb}. \qquad (5.46)$$

Здесь $M_{кол}$ — ведущий момент трения о колесо;

$M_{кор}$ — тормозящий момент трения о корпус;

M_{ta} и M_{tb} — соответственно моменты трения по контрольным сечениям потока f_a и f_b.

Моменты трения M_{ta} и M_{tb} по контрольным сечениям малы по сравнению с моментами трения о стенки колеса и корпуса вследствие незначительности величины градиента скорости внутри потока, и ими можно пренебречь. Выражение (5. 45) с учетом уравнения (5. 46) принимает вид

$$M_{кол} - M_{кор} = \varrho Q_{s1} \Delta_{a\text{-}b}(v_u r). \qquad (5.47)$$

Моменты трения о стенку при турбулентном течении могут быть выражены через касательное напряжение

$$M = rf\tau = rfC_f \varrho \frac{v^2}{2}, \qquad (5.48)$$

где τ — касательное напряжение;

C_f — коэффициент трения;

v — скорость по отношению к поверхности в направлении перемещения;

f — размер поверхности.

Момент трения о колесо и корпус получим из формулы (5. 48) с учетом распределения скоростей по рис. 94

$$\left.\begin{aligned} M_{кол} &= r2\pi r\,\Delta r C_f \varrho \frac{(u - v_u)^2}{2}; \\ M_{кор} &= r2\pi r\,\Delta r C_f \varrho \frac{v_u^2}{2}, \end{aligned}\right\} \qquad (5.49)$$

где f принято равным $2\pi r\Delta r$, т. е. кольцевому элементу поверхности.

С учетом выражений (5. 49) уравнение (5. 47), определяющее движение жидкости в области между колесом и корпусом, принимает вид

$$\pi r^2 C_f \left[(u - v_u)^2 - v_u^2\right] \Delta r = Q_{s1} \Delta_{a\text{-}b}(v_u r). \qquad (5.50)$$

Уравнение (5. 50) не может быть проинтегрировано в общем виде. Численные решения его даны в работе [60].

Исключение представляют два предельных случая.

1. Случай нормальной эксплуатации насоса, когда Q_{s1} мало и в первом приближении может быть принято равным нулю. Тогда из уравнения (5. 50) следует, что

$$(u - v_u)^2 - v_u^2 = 0,$$

откуда

$$v_u = \frac{u}{2}. \qquad (5.51)$$

Следовательно, при малой величине утечки в уплотнениях жидкость в области между колесом и корпусом вращается как твердое тело со скоростью, равной половине угловой скорости колеса. Это движение соответствует равенству ведущего момента трения о вращающееся колесо тормозящему моменту трения о стенку корпуса.

2. Аварийный случай — значительный износ уплотнительных колец, когда Q_{s1} достигает весьма больших значений. Принимая в этом случае Q_{s1}, в первом приближении стремящимся к бесконечности, из уравнения (5. 50) получим

$$\Delta_{a\text{-}b}(v_u r) = 0$$

или

$$v_u r = \text{const} = v'_{u2} r_2, \qquad (5.52)$$

т. е. свободное движение по инерции. Постоянная определяется состоянием потока при выходе из колеса. При большой массе жидкости моменты трения о стенки не сказываются на законе распределения скоростей, отвечающем свободному движению.

Распределение давлений в области между колесом и корпусом. При вращении жидкости как твердого тела распределение давлений может быть легко получено в результате рассмотрения относительного движения, в котором жидкость находится в состоянии покоя. Выбирая ортогональную координатную систему r, u, z, связанную с элементом жидкости, и применяя к этому элементу основные уравнения гидродинамики (2. 58), получим в условиях относительного покоя жидкости в проекциях на выбранные координатные оси

$$F_r - \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} = 0;$$

$$-\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial p}{r\,\partial \theta} = 0;$$

$$-\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} = 0,$$

так как полные производные от скорости $\frac{dv_r}{dt}$; $\frac{dv_u}{r\,d\theta}$; $\frac{dv_z}{d_z}$ равны нулю, а массовая сила в данном случае равна центробежной и направлена по радиусу. Отсюда получим

$$\frac{dp}{dr} = F_c = \varrho \omega_{ж}^2 r, \qquad (5.53)$$

где F_c — центробежная сила, отнесенная к единице объема;
ϱ — плотность;
$\omega_{ж}$ — угловая скорость вращения жидкости;
r — радиус.

Принимая давление p_2 при выходе потока из колеса на радиусе r_2 известным, интегрированием получим давление p на любом радиусе r

$$p_2 - p = \int_r^{r_2} \varrho \omega_{ж}^2 r\,dr = \varrho \omega_{ж}^2 \frac{r_2^2 - r^2}{2}. \qquad (5.54)$$

В условиях нормальной работы уплотнений из уравнения (5. 51)

$$\omega_{ж} = \frac{\omega}{2}.$$

Тогда из выражения (5. 54) получим

$$\frac{p_2 - p}{\gamma} = \frac{\omega^2}{4} \cdot \frac{r_2^2 - r^2}{2g} = \frac{u_2^2 - u^2}{8g},$$

где u — окружная скорость колеса или

$$p = p_2 - \gamma \frac{u_2^2 - u^2}{8g} = p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g}\left[1 - \left(\frac{r}{r_2}\right)^2\right]. \qquad (5.55)$$

Уравнение (5. 55) дает параболический закон распределения давления в функции радиуса (рис. 93).

В случае значительного износа или аварийного разрушения уплотнений, когда трением жидкости о стенки можно пренебречь, воспользуемся для определения давлений уравнением энергии.

За начальное примем сечение потока при выходе его из колеса. Пренебрегая статическим распределением давления, имеем

$$\frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} = \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}. \qquad (5.56)$$

Разложим квадрат абсолютной скорости на составляющие

$$v^2 = v_m^2 + v_u^2. \qquad (5.57)$$

Подставляя значение v^2 из формулы (5. 57) в уравнение (5. 56) и пренебрегая разностью $v_{m2}^2 - v_m^2$, которая обычно незначительна, получим

$$p = p_2 - \gamma \frac{v_u^2 - v_{u2}'^2}{2g}. \qquad (5.58)$$

Используя уравнение (5. 52), получим

$$p = p_2 - \gamma \frac{v_{u2}'^2}{2g}\left[\left(\frac{r_2}{r}\right)^2 - 1\right]. \qquad (5.59)$$

Для колес центробежного типа с $n_s = 60 \div 100$ приближенно можно принять $v_{u2}' = \frac{u_2}{2}$, тогда

$$p = p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g}\left(\frac{r_2}{r}\right)^2\left[1 - \left(\frac{r}{r_2}\right)^2\right]. \qquad (5.60)$$

Уравнение (5. 60) дает закон распределения давления в области между колесом и корпусом для случая аварийного износа уплотнений.

Сопоставляя формулы (5. 60) и (5. 55), получаем, что в случае свободного движения жидкости падение давления вследствие вращения происходит в отношении $\left(\frac{r_2}{r}\right)^2$ быстрее, чем в случае движения жидкости под влиянием трения о стенки корпуса и вращающегося колеса. График распределения давления по уравнению (5. 60) представлен на рис. 93 пунктирной линией.

Потери напора в уплотнении. Пользуясь формулами (5. 55) и (5. 60) для определения давления p_i перед входом в уплотнение, по уравнению (5. 40) определим потери напора H_{pi} в уплотнении.

Для случая нормального состояния уплотнений

$$H_{pi} = \frac{p_i - p_1}{\gamma} = H_p - \frac{u_2^2}{8g}\left[1 - \left(\frac{r_i}{r_2}\right)^2\right]. \qquad (5.61)$$

Для случая аварийного износа уплотнений

$$H_{pi} = H_p - \frac{u_2^2}{8g}\left(\frac{r_2}{r_i}\right)^2\left[1 - \left(\frac{r_i}{r_2}\right)^2\right]. \qquad (5.62)$$

Очевидно, что при постепенном износе уплотнения напор H_{pi} изменяется в пределах, определяемых уравнениями (5. 61) и (5. 62).

Коэффициент расхода μ. Коэффициент расхода μ выражает одним параметром сложное явление движения жидкости в уплотнении, уподобляя его истечению через отверстие. Для определения величины μ следует различать три момента при движении потока жидкости в уплотнении: вход в щель с прямоугольными кромками, движение в щели и выход

из нее в область при входе в колесо. Напор, теряемый в уплотнении, расходуется на преодоление сопротивлений, соответственно каждому из этих этапов движения

$$H_{pl} = \sum h_w = h_{w1} + h_{w2} + h_{w3}, \qquad (5.63)$$

где $h_{w1} = \zeta \frac{v_s^2}{2g}$ — потери, связанные с сужением струи при входе в щель с прямоугольными кромками; коэффициент сопротивления ζ может быть принят равным 0,5;

$h_{w2} = \frac{\lambda l}{4R} \cdot \frac{v_s^2}{2g}$ — потери на трение в зазоре на длине l и с гидравлическим радиусом сечения $R = \frac{\pi D_i b}{2\pi D_i} = \frac{b}{2}$;

$h_{w3} = \zeta \frac{v_s^2}{2g}$ — потери с выходной скоростью; $\zeta = 1$.

Оговорим, что l — средняя длина линии тока в щелевом зазоре, т. е. l больше осевой длины щели.

Учитывая значения отдельных составляющих потерь в уплотнении, из формулы (5. 63) получим

$$H_{pl} = \sum_{1}^{3} h_w = \frac{v_s^2}{2g}\left(\frac{\lambda l}{2b} + 1{,}5\right), \qquad (5.64)$$

где v_s — средняя реальная скорость в зазоре

$$v_s = \frac{Q_{s1}}{\pi D_i b}. \qquad (5.65)$$

Определяя по формулам (5. 64) и (5. 65) расход Q_{s1}, имеем

$$Q_{s1} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{2b} + 1{,}5}} \pi D_i b \sqrt{2gH_{pl}}. \qquad (5.66)$$

Из выражений (5. 66) и (5. 39) получим величину коэффициента расхода

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{2b} + 1{,}5}}. \qquad (5.67)$$

На основании изложенного выше (п. 34), коэффициент сопротивления при движении в щели можно выбирать таким же, как в трубе с одинаковым значением гидравлического радиуса

$$d = 4R = 2b.$$

В случае, когда движение в зазоре происходит так, как в канале с гладкими стенками (толщина ламинарной пленки больше абсолютной шероховатости), коэффициент сопротивления λ следует рассчитывать по уравнению (5. 19) или (5. 21). При определении числа Рейнольдса для движения жидкости в зазоре уплотнения необходимо учитывать окружную составляющую скорости, возникающую вследствие трения о движущуюся поверхность колеса, ориентировочно равную $\frac{u_i}{2}$

$$\mathrm{Re} = \frac{vd}{\nu} = \frac{2b\sqrt{v_s^2 + \left(\frac{u_i}{2}\right)^2}}{\nu}. \qquad (5.68)$$

При расчетах режимов течения в зазоре с шероховатыми стенками (толщина ламинарной пленки меньше абсолютной шероховатости) коэффициент сопротивления следует брать по формуле (5. 22), полагая относительную шероховатость

$$\frac{k}{r} = \frac{k}{b}, \text{ так как } r = 2R = b.$$

Абсолютную шероховатость чисто обработанных поверхностей уплотнения, как показывает опыт, можно оценить величиной $k = 0{,}005$ *мм*. Для предварительных расчетов можно рекомендовать значения коэффициента сопротивления $\lambda = 0{,}04 \div 0{,}08$.

Конструктивные типы уплотнений. В насосах высокого давления и относительно малой подачи объемные потери существенно влияют на полный к. п. д. и поэтому представляется целесообразным снижение

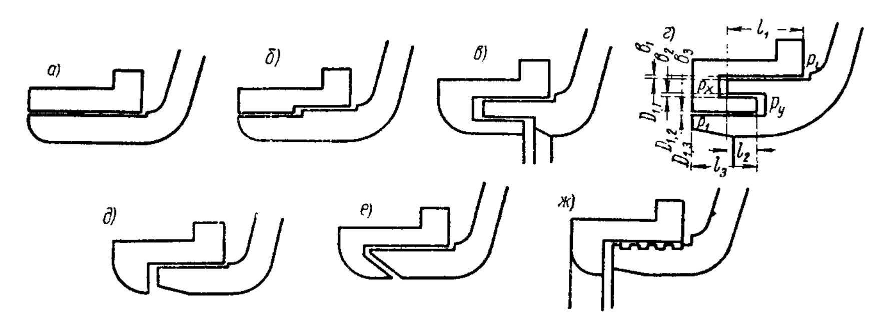


Рис. 95. Конструктивные типы уплотнений

величины этих потерь применением конструктивно более сложных лабиринтных уплотнений. Лабиринтные уплотнения (рис. 95, *б*, *в*, *г*) представляют собой сочетание нескольких последовательно включенных элементарных щелевых уплотнений. Разрыв щели (рис. 95, *б*) выполняют для уменьшения коэффициента расхода уплотнения за счет потери скорости при выходе из первой щели и потерь при входе во вторую щель. Этот тип уплотнения может дать коэффициент расхода на 20—30% меньше, чем простое уплотнение (рис. 95, *а*). В технологическом отношении он лишь немногим сложнее простого щелевого уплотнения. Лабиринтные уплотнения с несколькими зазорами на различных диаметрах, расположенными один над другим, позволяют значительно уменьшить коэффициент расхода, сохраняя габарит уплотнения по длине (рис. 95, *в* и *г*). В технологическом отношении эти типы уплотнений значительно сложнее. Уплотнение с одним зубом (рис. 95, *в*) в области высоких давлений непригодно, так как возбуждает автоколебания ротора насоса. Тип уплотнения по рис. 95, *г* более сложен, но полностью оправдал себя в насосах высокого давления. Уплотнения по типу рис. 95, *д* и *е* обеспечивают по сравнению с типом рис. 95, *а* некоторое уменьшение коэффициента расхода и создают более благоприятные условия для смешения потока утечек с основным потоком жидкости, поступающей в колесо. Это особенно важно в случае, когда относительная величина утечек велика. Существенное уменьшение коэффициента расхода (на 30—35%) может дать винтовая канавка на движущейся поверхности колеса (рис. 95, *ж*), вызывающая движение жидкости, противоположное направлению утечек. Такой тип уплотнения, по-видимому, особенно целесообразен для вязких жидкостей. Недостатком его является более быстрый износ. Некоторые данные об испытании различных типов уплотнений приводит Д. Я. Суханов [108].

Вычисление коэффициента расхода лабиринтных уплотнений. Покажем в качестве примера ход вычисления коэффициента расхода для лабиринтного уплотнения (рис. 95, *г*). Пользуясь уравнением (5. 39), имеем

$$\left.\begin{aligned} \frac{p_i - p_x}{\gamma} &= \frac{Q_{s1}^2}{2g}\cdot\frac{1}{(\mu_1 f_1)^2};\\ \frac{p_x - p_y}{\gamma} &= \frac{Q_{s1}^2}{2g}\cdot\frac{1}{(\mu_2 f_2)^2};\\ \frac{p_y - p_1}{\gamma} &= \frac{Q_{s1}^2}{2g}\cdot\frac{1}{(\mu_3 f_3)^2}. \end{aligned}\right\} \quad (5.\,69)$$

Суммируя и заменяя значения коэффициентов расхода μ_1, μ_2 и μ_3 для отдельных зазоров по уравнению (5. 67), получим

$$H_{pi} = \frac{p_i - p_1}{\gamma} = \frac{Q_{s1}^2}{2g}\left[\frac{1}{(\mu_1 f_1)^2} + \frac{1}{(\mu_2 f_2)^2} + \frac{1}{(\mu_3 f_3)^2}\right] =$$

$$= \frac{Q_{s1}^2}{2g}\cdot\frac{1}{f_1^2}\left[\frac{\lambda_1 l_1}{2b_1} + 1{,}5 + \left(\frac{\lambda_2 l_2}{2b_2} + 1{,}5\right)\left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_3 l_3}{2b_3} + 1{,}5\right)\left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2\right],$$

откуда

$$Q_{s1} = \frac{f_1\sqrt{2gH_{pi}}}{\sqrt{\frac{\lambda_1 l_1}{2b_1} + \frac{\lambda_2 l_2}{2b_2}\left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 + \frac{\lambda_3 l_3}{2b_3}\left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2 + 1{,}5\left[1 + \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 + \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2\right]}}.$$

Сопоставляя полученное выражение с уравнением (5. 39), видим, что коэффициент расхода для рассматриваемого типа лабиринтного уплотнения

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda_1 l_1}{2b_1} + \frac{\lambda_2 l_2}{2b_2}\left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 + \frac{\lambda_3 l_3}{2b_3}\left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2 + 1{,}5\left[1 + \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 + \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2\right]}}. \quad (5.\,70)$$

Таким же путем можно определить коэффициент расхода для других типов лабиринтных уплотнений. Способ расчета влияния винтовой канавки на коэффициент расхода уплотнений до настоящего времени не разработан, и величина его может быть установлена только опытным путем.

Объемные утечки в уплотнении втулки колеса. В многоступенчатых насосах утечки Q_{s3} возникают также по зазору между втулкой колеса и диафрагмой (см. рис. 93). Напор, теряемый в уплотнении втулки колеса,

$$H_{p3} = \frac{p_1' - p_i'}{\gamma}, \quad (5.\,71)$$

где $p_1' = p_1 + \gamma H_1$ — давление при входе в колесо следующей ступени; здесь H_1 — полный напор ступени, p_i' — давление у втулки колеса.

Давление p_i' может быть вычислено так же, как давление p_i, по уравнению (5. 55). Подставляя значения давлений p_1' и p_i' в формулу (5. 71), получим

$$H_{p3} = H_1 - \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{u_2^2 - u_{вт}^2}{8g} = H_1 - H_p + \frac{u_2^2}{8g}\left[1 - \left(\frac{r_{вт}}{r_2}\right)^2\right].$$

Разность $H_1 - H_p$ равна динамическому напору ступени H_d, т. е. напору, преобразуемому в давление в отводе. Учитывая значение динамического напора из формулы (3. 31), получим

$$H_{p3} = \frac{gH_m}{2u_2^2} + \frac{u_2^2}{8g}\left[1 - \left(\frac{r_{вт}}{r_2}\right)^2\right]. \quad (5.\,72)$$

(Точнее было бы принимать $H_p = \varrho H_1 - H_\zeta$, где H_ζ — потери в отводах насоса. Учет H_ζ уменьшает величину H_p в среднем на 5—7%.)

Определив напор H_{p3}, можно вычислить расход

$$Q_{s3} = \mu \pi d_{вт} b \sqrt{2gH_{p3}},$$

где коэффициент расхода μ определяется по уравнению (5. 67).

Поток Q_{s3} в области между колесом и корпусом путем трения о поверхность колеса приводится во вращение со скоростью, равной половине окружной скорости колеса. Основной поток при выходе обладает обычно скоростью, также близкой к половине окружной скорости колеса, поэтому смешение утечек Q_{s3} с основным потоком происходит почти без гидравлических потерь. Утечки Q_{s3} влекут за собой лишь увеличение расхода через лопаточный отвод и не сказываются до известных пределов на полном к. п. д. насоса. Только значительное увеличение утечек Q_{s3} вследствие аварийного износа уплотнений начинает оказывать влияние на напор колеса и его к. п. д. Уплотнения втулок колес менее ответственны, чем передние уплотнения, и в целях облегчения сборки насосов зазоры в них делаются несколько бóльшими, чем в переднем уплотнении.

Пример расчета объемных утечек в колесе. Произведем расчет утечек Q_{s1} для колеса центробежного насоса (см. пример в п. 25). Принимаем $D_i = 180$ *мм*; $l = 30$ *мм*. Радиальный зазор $b = 0{,}003$, $r_i = 0{,}003 \cdot 90 = 0{,}27$ *мм*; принимаем $b = 0{,}3$ *мм*.

Потенциальный напор колеса

$$H_p = \varrho H_m = \left(1 - \frac{gH_m}{2u_2^2}\right) H_m = \left(1 - \frac{9{,}81 \cdot 20{,}2}{2 \cdot 19{,}76^2}\right) 20{,}2 =$$

$$= 0{,}746 \cdot 20{,}2 = 15{,}1 \text{ м}.$$

Напор, теряемый в уплотнении

$$H_{pi} = H_p - \frac{u_2^2}{8g}\left[1 - \left(\frac{r_i}{r_2}\right)^2\right] = 15{,}1 - \frac{19{,}76^2}{8 \cdot 9{,}81}\left[1 - \left(\frac{90}{129}\right)^2\right] =$$

$$= 12{,}5 \text{ м}.$$

Предварительно выбираем коэффициент сопротивления $\lambda = 0{,}04$. Коэффициент расхода

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{2b} + 1{,}5}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{0{,}04 \cdot 30}{2 \cdot 0{,}3} + 1{,}5}} = 0{,}535.$$

Скорость в зазоре

$$v_s = \mu \sqrt{2gH_{pi}} = 0{,}535 \sqrt{2 \cdot 9{,}81 \cdot 12{,}5} = 8{,}4 \text{ м/сек}.$$

Окружная скорость в уплотнении $u_i = \omega r_i = 152 \cdot 0{,}09 = 13{,}7$ *м/сек*. Кинематическую вязкость ν принимаем для воды при $t = 20°$ равной $1 \cdot 10^{-6}$ *м²/сек*.

Число Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = \frac{2b\sqrt{v_1^2 + \left(\frac{u_i}{2}\right)^2}}{\nu} = \frac{2 \cdot 0{,}0003 \sqrt{8{,}4^2 + 6{,}85^2}}{10^{-6}} = 6500.$$

Относительная толщина ламинарной пленки $\frac{\delta}{2b} = \frac{N}{\mathrm{Re}}\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{11{,}6}{6500} \times \sqrt{\frac{8}{0{,}04}} = 0{,}0253$. Толщина ламинарной пленки $\delta = 0{,}0253 \cdot 2b =$

$= 0{,}0253 \cdot 0{,}6 = 0{,}015$ *мм*. Абсолютная шероховатость $k = 0{,}05$ *мм*. $k > \delta_1$. Тогда

$$\lambda = \frac{1}{\left(1{,}74 + 2{,}00 \lg \frac{r_0}{k}\right)^2} = \frac{1}{\left(1{,}74 + 2{,}00 \lg \frac{0{,}3}{0{,}05}\right)^2} = 0{,}0920,$$

Во втором приближении

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{0{,}092 \cdot 30}{2 \cdot 0{,}3} + 1{,}5}} = 0{,}405.$$

Окончательно

$$Q_s = \pi D_i b \mu \sqrt{2gH_{pi}} = 3{,}14 \cdot 0{,}180 \cdot 0{,}0003 \cdot 0{,}405 \sqrt{2 \cdot 9{,}81 \cdot 12{,}5} =$$
$$= 0{,}00107 \text{ } м^3/сек;$$

$$\frac{Q_s}{Q} 100 = \frac{0{,}107}{0{,}0416} = 2{,}5\%.$$

36. Механические потери

Категории механических потерь. Мощность, получаемая насосом от двигателя, больше мощности, передаваемой лопастными колесами потоку жидкости, на величину потерь на трение N_r. Различают три основные категории механических потерь в насосе:

N_{r1} — трение наружной поверхности колес о жидкость — дисковое трение;

N_{r2} — трение в сальниках.

N_{r3} — трение в подшипниках, так что

$$N_r = \sum N_{ri} = N_{r1} + N_{r2} + N_{r3}. \qquad (5.73)$$

К механическим также относятся потери гидравлического торможения, разобранные в п. 33.

Потери дискового трения. Мощность трения наружной поверхности колес о жидкость складывается из мощности трения боковых поверхностей и мощности трения цилиндрической части обода. При вращении диска в замкнутом пространстве (рис. 96) жидкость, находящаяся между диском и стенкой корпуса, как это было показано в п. 35, вращается с угловой скоростью, равной половине угловой скорости диска; при этом ведущий момент трения жидкости о диск уравновешивается моментом торможения вследствие трения жидкости о стенки корпуса. На основное вращательное движение жидкости в замкнутой области, окружающей диск, накладываются вторичные течения, обусловленные явлениями в пограничном слое. Частицы жидкости, непосредственно соприкасающиеся с поверхностью диска, вращаются с окружной скоростью, равной скорости диска. Центробежные силы, действующие на них, не уравновешиваются давлениями в основном потоке, и эти частицы отбрасываются от центра к периферии диска. Вследствие неразрывности потока по стенкам корпуса устанавливается обратное течение к центру. Таким образом, на основное движение накладывается вторичный поток в форме двух кольцевых вихрей.

Математический анализ трения диска о жидкость в замкнутом кожухе для случая ламинарного пограничного слоя ($Re = 10^{4,5} \div 10^5$) приводит Л. Г. Лойцянский [59].

Момент трения одной стороны диска о жидкость в закрытом кожухе может быть представлен в следующем виде:

$$M = C_f \varrho r_2^5 \omega^2, \tag{5.74}$$

где C_f — коэффициент трения;
ϱ — плотность жидкости;
r_2 — наружный радиус диска;
ω — угловая скорость.

Коэффициент трения C_f является функцией числа Re, равного в случае вращающегося диска $\frac{r_2^2 \omega}{\nu}$:

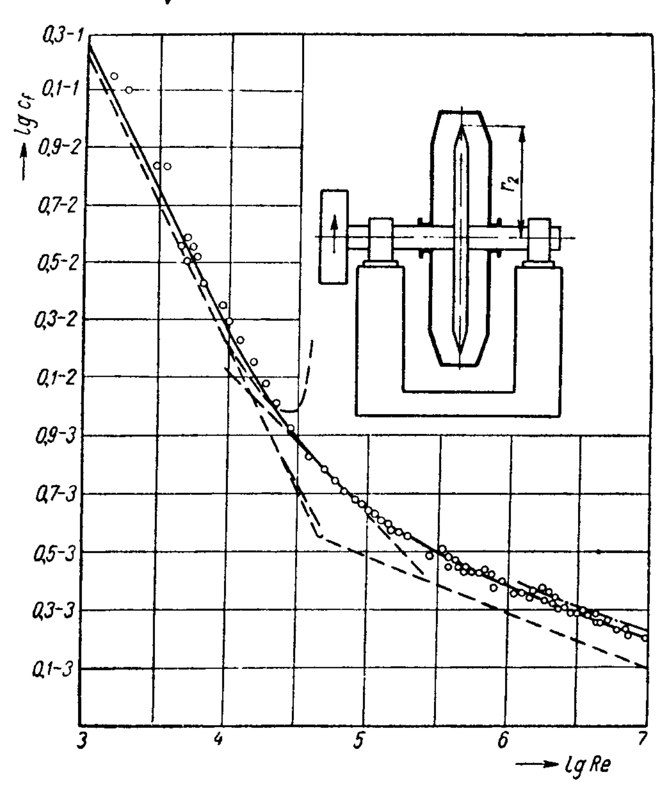


Рис. 96. Зависимость коэффициента трения C_f от Re

а) для ламинарного режима (Re $\leqslant 2 \cdot 10^4$)

$$C_f = \frac{\pi}{\mathrm{Re}} \cdot \frac{r_2}{s} + \mathrm{Re}\left(\frac{s}{r_2}\right)^3 \left[0{,}0146 + \left(\frac{s}{r_2}\right)^2 0{,}1256\right], \tag{5.75}$$

где s — расстояние от диска до стенки корпуса;

б) для переходного режима от ламинарного к турбулентному (Re = $= 2 \cdot 10^4 \div 10^5$)

$$C_f = \frac{1{,}334}{\sqrt{\mathrm{Re}}}; \tag{5.76}$$

в) для турбулентного режима

$$C_f = \frac{0{,}0465}{\sqrt[5]{\mathrm{Re}}}. \tag{5.77}$$

На рис. 96 в логарифмических координатах приведены опытные данные зависимости C_f от Re, из которых следует, что C_f является функ-

цией Re во всем диапазоне его изменения. Сопоставляя с данными о зависимости коэффициента сопротивления λ для труб от Re (см. рис. 80), находим, что в рассматриваемом случае поверхность диска являлась гладкой (абсолютная шероховатость k меньше толщины ламинарной пленки пограничного слоя). Можно предположить, что при большей шероховатости поверхности диска коэффициент сопротивления C_f, начиная с некоторого значения Re, перестает зависеть от него и принимает постоянное значение, зависящее от относительной шероховатости. Таким образом, значения C_f по рис. 96 и по уравнению (5. 77) для больших значений Re могут быть использованы лишь при высокой степени чистоты поверхности диска.

Исходя из уравнения (5. 74), получим мощность дискового трения на обеих сторонах

$$N_{r1} = 2\frac{M\omega}{102} = 0{,}0196 C_f \varrho r_2^5 \omega^3 \ \textit{квт}. \qquad (5.\ 78)$$

Для воды при $t = 20°$ ($\nu = 10^{-6}$ $м^2/сек$) и весьма распространенном в насосостроении значении $\mathrm{Re} = 7 \cdot 10^6$, получим $C_f = 0{,}00232$ и формулу для мощности трения

$$N_r = 1{,}13 \cdot 10^{-6} u_2^3 D_2^2 \ \textit{квт}. \qquad (5.\ 79)$$

Момент трения вращающихся цилиндрических поверхностей о жидкость может быть представлен в виде

$$M = \tau_0 l 2\pi r^2, \qquad (5.\ 80)$$

где τ_0 — касательное напряжение у стенки;

l и r — длина и радиус цилиндрической поверхности.

Касательное напряжение τ_0 у стенки для турбулентного движения может быть определено из уравнения (5. 13)

$$\tau_0 = \frac{\lambda}{8} \varrho v_0^2 = \frac{\lambda}{8} \varrho \left(\frac{\omega r}{2}\right)^2, \qquad (5.\ 81)$$

где средняя скорость жидкости v_0 в зазоре между вращающейся поверхностью и стенкой корпуса принята равной половине окружной скорости $u = \omega r$.

Из уравнений (5. 80) и (5. 81) имеем

$$M = 0{,}196 \lambda l \varrho \omega^2 r^4 \ \textit{кГм}. \qquad (5.\ 82)$$

Определение коэффициента сопротивления λ можно производить по тем же уравнениям, что и для труб того же гидравлического радиуса, а именно $d = 2b$, где b — радиальный зазор между вращающейся цилиндрической поверхностью и неподвижной стенкой.

Принимая для гладких стенок степенную зависимость коэффициента сопротивления λ от Re

$$\lambda = \frac{0{,}316}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}} = \frac{0{,}316}{\sqrt[4]{\frac{u}{2} \cdot \frac{2b}{\nu}}} = \frac{0{,}316}{\sqrt[4]{\frac{\omega r b}{\nu}}},$$

получим

$$M = \frac{0{,}062}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}} \varrho l \omega^2 r^4 \ \textit{кГм},$$

откуда мощность трения гладкой цилиндрической поверхности

$$N_r = \frac{\omega M}{102} = \frac{6{,}1 \cdot 10^{-4}}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}} \varrho l \omega^3 r^4 \ \textit{квт}. \qquad (5.\ 83)$$

При расчете дискового трения для колес низкооборотных центробежных насосов трение обода обычно не учитывается, так как последний выполняется возможно более узким.

Потери трения в сальниках. Работа сальниковых уплотнений вала относительно мало изучена, по-видимому, вследствие многообразных физических свойств набивочных материалов и трущихся поверхностей вала. Между тем устойчивая работа сальникового уплотнения в сильной мере определяет надежность работы насоса. В работе С. П. Лившица «Уплотняющие устройства сальникового типа» дается исследование уплотнений, произведенное ЦКТИ.

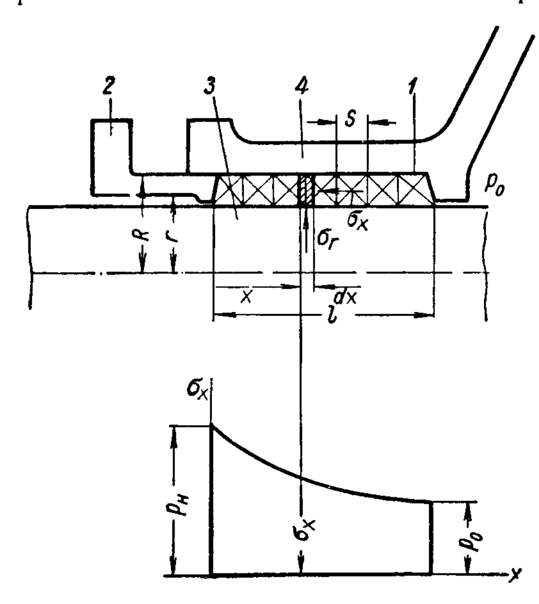


Рис. 97. К расчету сальникового уплотнения вала

Действие сальникового уплотнения (рис. 97) заключается в том, что набивка *1*, сжимаемая втулкой *2*, раздается в стороны и прижимается к движущейся поверхности вала *3* и к внутренней поверхности сальниковой коробки *4*. Этим достигается уплотнение зазора между вращающимся валом и неподвижным корпусом. В сальниковом уплотнении осевое давление, оказываемое нажимной втулкой, вследствие пластических свойств материала набивки преобразуется в радиальное давление на вал и внутреннюю поверхность сальниковой коробки. Осевое напряжение σ_x, вызванное в материале набивки нажимной втулкой, больше, чем радиальное σ_r, так что

$$\sigma_x = K\sigma_r, \tag{5.84}$$

где K — коэффициент, характеризующий физические свойства набивки, всегда больше единицы.

Для обеспечения плотности сальника давление σ_x должно быть больше избыточного давления внутри корпуса p_0

$$\sigma_x \geqslant p_0. \tag{5.85}$$

Вследствие трения набивки о поверхность вала и сальниковой коробки, давление σ_x изменяется по длине сальника x. Закон изменения σ_x вытекает из уравнения равновесия кольцевого элемента набивки длиной dx

$$2\pi (R + r) \mu_1 \sigma_r dx = -\pi (R^2 - r^2) d\sigma_x. \tag{5.86}$$

Здесь μ_1 — коэффициент трения набивки по поверхности вала и сальниковой коробки.

Строго говоря, коэффициенты трения набивки по сальниковой коробке и валу различны, так как в первом случае имеет место трение покоя, а во втором — трение движения; однако для упрощения выкладок они в первом приближении приняты одинаковыми. Заменяя σ_x по уравнению (5. 84), из выражения (5. 86) получим

$$\frac{d\sigma_x}{\sigma_x} = -\frac{2\mu_1}{(R - r) K} dx.$$

Принимая, согласно условию (5. 85), при $x = l$, $\sigma_x = p_0$ и интегрируя от x до l, получим

$$\ln \frac{p_0}{\sigma_x} = -\int_x^l \frac{2\mu_1}{K(R-r)}\,dx = -\frac{2\mu_1}{K}\cdot\frac{1}{R-r}(l-x),$$

откуда, обозначая $\frac{\mu_1}{K}$ через μ_2 — коэффициент трения, отнесенный к осевому давлению, получим

$$\sigma_x = p_0 e^{2\mu_2 \frac{l-x}{R-r}}. \qquad (5.\ 87)$$

Из уравнения (5. 87) следует, что нажимное усилие в набивке возрастает от давления p_0 у основания сальника ($x = l$) до

$$p_н = \sigma_{x=0} = p_0 e^{2\mu_2 \frac{l}{R-r}} = p_0 e^{2\mu_2 \frac{l}{S}} = p_0 e^{2\mu_2 Z}, \qquad (5.\ 88)$$

где S — толщина кольца набивки, равная $R - r$;

Z — число колец набивки в сальнике, равное $\frac{l}{S}$.

Если принять коэффициент трения покоя $\mu_2 = 0{,}05$, то при девяти кольцах набивки нажимное усилие $p_н$ в 2,7 раза превышает избыточное давление p_0, а при семи кольцах — в 2 раза.

Сила трения T_1 набивки о вал на элементе длины dx

$$dT_1 = 2\pi r\,dx\,\mu_1\sigma_x, \qquad (5.\ 89)$$

где μ_1 — коэффициент трения движения.

Интегрируя от $x = 0$ до $x = l$, из выражений (5. 87) и (5. 89) имеем

$$T_1 = 2\pi r\mu_1 p_0 \int_0^l e^{2\mu_2 \frac{l-x}{S}}\,dx = 2\pi r\mu_1 p_0 e^{2\mu_2 \frac{l}{S}} \int_0^l e^{-2\mu_2 \frac{x}{S}}\,dx =$$

$$= -\pi r S \frac{\mu_1}{\mu_2} p_0 e^{2\mu_2 \frac{l}{S}}\left(e^{-2\mu_2 \frac{l}{S}} - 1\right) = \pi r S \frac{\mu_1}{\mu_2} p_0 e^{2\mu_2 \frac{l}{S}}\left(1 - e^{-2\mu_2 \frac{l}{S}}\right). \qquad (5.\ 90)$$

Мощность трения в сальниках

$$N_{r\,2} = \frac{T_1 r\omega}{102} = \frac{\pi n}{30}\cdot\frac{\pi r^2 S}{102}\cdot\frac{\mu_1}{\mu_2} p_0 e^{2\mu_2 \frac{l}{S}}\left(1 - e^{-2\mu_2 \frac{l}{S}}\right)\ квт. \qquad (5.\ 91)$$

Коэффициент трения движения μ_1 для хороших сортов набивки составляет 0,02—0,1. Очевидно, что он также сильно зависит от состояния поверхности вала.

Сальниковое уплотнение с числом колец более семи не рекомендуется, так как это ведет к быстрому возрастанию мощности трения и износу вала в области, смежной с нажимной втулкой, т. е. в области повышенного давления набивки на вал. Сальниковое уплотнение не может быть герметичным: необходим пропуск жидкости, достаточный для отвода тепла, развивающегося вследствие трения.

Потери трения $N_{r\,3}$ в подшипниках. Мощность трения в подшипниках в общем случае определяется в зависимости от их конструкции специальным расчетом на основе гидродинамической теории смазки или теории потерь в подшипниках качения. В мало нагруженных опорных

подшипниках скольжения, часто имеющих место в насосах, мощность трения приближенно может быть определена по формуле Петрова. Сила трения

$$T = \eta \frac{u}{\delta} 2\pi r l,$$

где η — абсолютный коэффициент вязкости масла;
$u = \omega r$ — окружная скорость шейки вала;
r и l — радиус и длина шейки вала;
δ — радиальный зазор в подшипнике.

Мощность трения

$$N_{r з} = \frac{T r \omega}{102} = \frac{2\pi}{102} \eta (\omega r)^2 \frac{r}{\delta} l \ квт. \tag{5.92}$$

ГЛАВА 6

МОДЕЛИРОВАНИЕ И НОРМАТИВНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

37. Гидравлический к. п. д. при моделировании

Моделирование как основа обобщения опыта. Сложность движения жидкости в насосах как на расчетном режиме, так и особенно на режимах, отличных от расчетного, требует для обеспечения высоких технических показателей насоса наряду с расчетно-теоретической разработкой конструкции его проточной части экспериментальной ее доработки, накопления и научного обобщения опыта. Одним из наиболее общих и в то же время наиболее эффективных средств обобщения данных опыта, как уже указывалось выше, является моделирование на основе закона о механическом подобии движения потоков реальной жидкости. Однако полное механическое подобие систем представляется возможным обеспечить относительно редко, и возникает вопрос о выяснении влияния тех или иных отступлений от подобия, например в значении Re, относительной шероховатости стенок проточной части и т. п. Это и является предметом исследования теории подобия в данной отрасли знания. Если в известных границах изменения Re не оказывают заметного влияния на форму движения потока жидкости, то система в этой области обладает свойством автомодельности. При сохранении геометрического подобия граничных условий и значения Re, но различии в абсолютных размерах модели и натуры, изменения в форме движения потока жидкости носят название масштабного эффекта.

Применительно к гидравлическим машинам основным вопросом теории подобия является изучение влияния на к. п. д. изменений в значении Re и масштабного эффекта. В области гидротурбостроения для расчета оптимального значения полного к. п. д. $\eta_н$-натуры по значению $\eta_м$-модели получила распространение формула Муди [98]

$$\frac{1-\eta_н}{1-\eta_м} \approx \sqrt[4]{\frac{D_м}{D_н}}\sqrt[10]{\frac{H_м}{H_н}} = \left(\frac{D_м}{D_н}\right)^{0,25}\left(\frac{n_м}{n_н}\right)^{0,1}. \qquad (6.\ 1)$$

Легко показать, что в основе формулы (6. 1) лежит представление об изменении потерь на режиме оптимального значения к. п. д. по закону, которому подчиняются и гидравлические потери в гладких трубах. Для гидротурбин формула (6. 1) достаточно хорошо согласуется с опытом. Однако применительно к насосам она себя не оправдывает. Объясняется

это тем, что в насосах иначе складываются условия для гидравлических потерь, и, как правило, относительное значение объемных и механических потерь значительно больше, чем в гидротурбинах. Отсутствие развитой теории подобия применительно к насосостроению первоначально создало трудности в использовании идеи моделирования в этой области, и она не получила заслуженного распространения. Поэтому на теории подобия применительно к насосам необходимо остановиться достаточно подробно.

Зависимость $\eta_г$ от Re. Рассмотрим первоначально изменение гидравлического к. п. д. $\eta_г$ насосов при моделировании. Проверка справедливости уравнения (6. 1) может быть осуществлена испытанием одного и того же насоса при различных числах оборотов. Повышение числа оборотов $n_н$ по уравнению (6. 1) должно вести к повышению $\eta_н$. Между тем опыт ЛМЗ им. XXII съезда КПСС и других отечественных предприятий

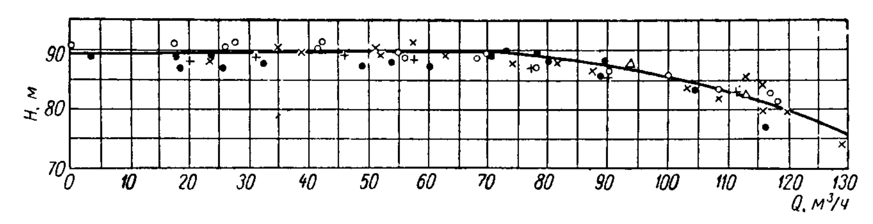


Рис. 98. Результаты испытаний масляного насоса типа МТ-13-150 ЛМЗ им. XXII съезда КПСС:

● — $t = 32°$; $\nu = 0{,}50$ *см²/сек*; × — $t = 42°$; $\nu = 0{,}30$ *см²/сек*; ○ — $t = 50°$; $\nu = 0{,}21$ *см²/сек*; + — $t = 62°$; $\nu = 0{,}17$ *см²/сек*; △ — $t = 68°$; $\nu = 0{,}15$ *см²/сек*

показывает, что напор насосов на подобных режимах увеличивается проворционально квадрату числа оборотов или несколько медленнее. Это возможно только при условии, если гидравлический к. п. д. с увеличением числа оборотов в широких пределах остается постоянным или несколько понижается. Понижение к. п. д. может быть объяснено возникновением кавитационных явлений. Такие же сообщения мы находим и в иностранной печати. Опыт испытания насосов на жидкостях, вязкость которых различна в известных пределах, также не ведет к изменению характеристики $H - Q$ и, следовательно, гидравлического к. п. д.

Приводим результаты испытания масляного турбонасоса (рис. 98) при температуре масла от 32 до 68° С; кинематическая вязкость масла изменилась при этом от $\nu = 0{,}5$ *см²/сек* до $\nu = 0{,}15$ *см²/сек*, т. е. в 3,33 раза. Соответственно изменилось и число Рейнольдса. Характеристика $H - Q$ при всех температурах, как видно из результатов испытания, в пределах точности наблюдения осталась неизменной. Испытания одного и того же насоса на воде и на воздухе также приводят к совпадающим характеристикам $H - Q$, что подтверждает неизменность гидравлических потерь при изменении кинематического коэффициента вязкости среды в 15 раз. Таким образом, можно считать, что в преобладающем числе случаев насосы находятся в области автомодельности, т. е. гидравлический к. п. д. их остается неизменным в широких границах изменения Re.

Зависимость $\eta_г$ от размера насоса и относительной шероховатости. Сопоставляя факт отсутствия зависимости $\eta_г$ от Re с выражением для коэффициента сопротивления при движении жидкости в трубах [формула (5. 22)], можно прийти к заключению, что в насосах течение потока сходно с турбулентным движением в шероховатых трубах, в отличие от гидротурбин, где преобладают движения, соответствующие течению в гладких трубах. Это объясняется, видимо, тем, что в насосах имеют место главным образом диффузорные формы потока, для которых основным

видом потерь являются вихревые, в то время как в гидравлических турбинах преобладают конфузорные формы движения с превалирующей долей потерь на трение. Такая точка зрения подтверждается анализом зависимости гидравлического к. п. д. от шероховатости поверхности проточной части. Приводим результаты сравнительного испытания одного из крупных насосов (Л-32 ЛМЗ им. XXII съезда КПСС) с поверхностью проточной части, выполненной в отливке, и после тщательной механической обработки (рис. 99). Оптимальный к. п. д. насоса после механической обработки поверхности проточной части увеличился с 78 до 89%.

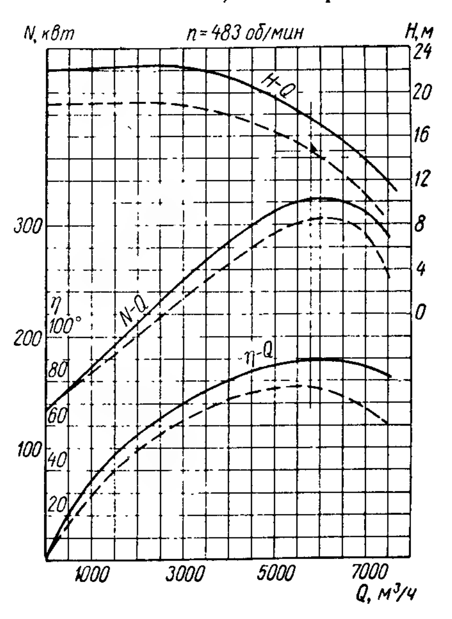


Рис. 99. Результаты испытаний насоса типа Л-32 ЛМЗ им. XXII съезда КПСС до и после дополнительной обработки колеса и спирального отвода:

— — — — — испытания до обработки;
——————— испытания после дополнительной обработки

Гидравлический к. п. д. насосов возрастает также при увеличении масштаба насоса. Это может быть объяснено тем, что абсолютная шероховатость k зависит только от технологии обработки поверхности проточной части и не зависит от ее размеров. При одинаковой технологии исполнения натуры и модели относительная шероховатость уменьшается с возрастанием размеров натуры. Весьма тщательно проведенные испытания модели насосов с диаметром входа в колесо 216 *мм* и натуры с диаметром входа 1200 *мм* показали, что гидравлический к. п. д. увеличился при переходе от модели к натуре с 91 до 95%. Таким образом, увеличение масштаба насоса в 5,34 раза привело к возрастанию гидравлического к. п. д. на 4%.

Если предположить, что в насосах гидравлические потери $\Delta h_{w\,н}$ при режиме оптимального к. п. д. пропорциональны коэффициенту сопротивления для шероховатой поверхности λ и квадрату некоторой характерной скорости v, т. е.

$$\Delta h_{w\,н} = \text{const}\,\lambda \frac{v^2}{2g},$$

то выражение для $\eta_г$ принимает вид

$$\eta_г = 1 - \frac{\Delta h_{w\,н}}{H_m} = 1 - \text{const}\,\lambda \frac{v^2}{2gH_m} = 1 - \text{const}\,\lambda,$$

так как величина $\frac{v^2}{2gH_m}$ для подобных режимов постоянна. Воспользовавшись выражением (5. 22) для λ, получим

$$\eta_г = 1 - \frac{\text{const}}{\left(1{,}74 + 2{,}00 \lg \frac{r_0}{k}\right)^2}.$$

Приняв в качестве линейного параметра, характеризующего размер насоса, приведенный диаметр входа $D_{1\,пр}$ и полагая, что абсолютная

шероховатость k для качественно исполненных насосов — величина постоянная, получим в общем виде выражение для $\eta_г$

$$\eta_г = 1 - \frac{A}{(B + \lg D_{1пр})^2},$$

где A и B — некоторые постоянные, которые могут быть определены по данным опыта.

Используя вышеприведенные данные испытания модели и натуры для определения постоянных A и B, получим

$$\eta_г = 1 - \frac{0{,}42}{(\lg D_{1\,пр} - 0{,}172)^2}, \qquad (6.\,2)$$

где $D_{1\,пр}$ в *мм* [см. формулу (6. 34)].

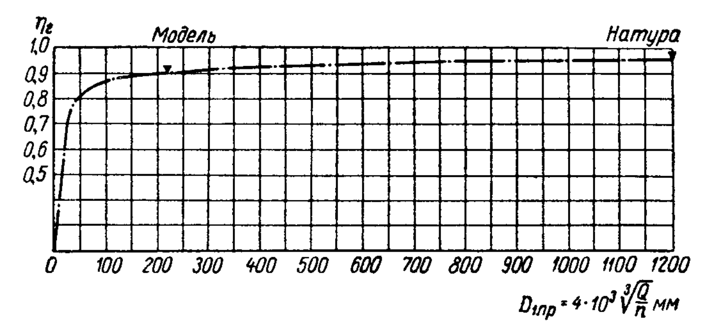


Рис. 100. Зависимость $\eta_г$ от $D_{1\,пр}$

Из графика (рис. 100) видно, что при $D_{1\,пр}$ менее 100 *мм* $\eta_г$ начинает быстро падать и при $D_{1\,пр} = 6$ *мм*, т. е. практически равном нулю, также обращается в нуль. Уравнение (6. 2) может быть использовано для пересчета $\eta_г$ с модели на натуру

$$\eta_{г,\,н} = 1 - (1 - \eta_{г,\,м})\left(\frac{\lg D_{1пр.\,м} - 0{,}172}{\lg D_{1пр.\,н} - 0{,}172}\right)^2. \qquad (6.\,3)$$

38. Внутренний к. п. д. при моделировании

На полный к. п. д. насоса существенное влияние оказывают объемные и механические потери. Произведем анализ изменения их в условиях моделирования.

Подобие объемных утечек. Объемный к. п. д.

$$\eta_{об} = \frac{Q}{Q + \Sigma Q_s}, \qquad (6.\,4)$$

где ΣQ_s — сумма утечек.

Отсюда

$$\frac{1}{\eta_{об}} = \frac{Q + \Sigma Q_s}{Q} = 1 + \frac{\Sigma Q_s}{Q}. \qquad (6.\,5)$$

Общему выражению для любого типа объемных утечек (5. 39) может быть придан следующий вид:

$$Q_s = \mu f \sqrt{2gH_{pi}}, \qquad (6.\,6)$$

где μ — коэффициент расхода;

f — площадь поперечного сечения зазора;

H_{pi} — напор, при котором работает уплотнение.

Коэффициент расхода μ зависит от отношения линейных размеров уплотнения и коэффициента сопротивления при движении потока в зазоре по формулам (5. 67) и (5. 70). Если принять в первом приближении равные значения коэффициентов сопротивления для модели и натуры, то при условии сохранения относительной величины зазоров коэффициенты расхода для модели и натуры будут равны

$$\mu_н = \mu_м. \qquad (6.\ 7)$$

При этом сечение зазоров f изменяется в условиях моделирования пропорционально квадрату отношения линейных размеров натуры и модели λ

$$f_н = \lambda^2 f_м. \qquad (6.\ 8)$$

Напоры H_{pi}, действующие в уплотнениях, изменяются пропорционально полному напору насоса

$$\frac{H_{pi,\,н}}{H_{pi,\,м}} = \frac{H_н}{H_м} = \lambda^2\left(\frac{n_н}{n_м}\right)^2. \qquad (6.\ 9)$$

Из уравнений (6. 6) и (6. 9) имеем

$$\frac{Q_{s,\,н}}{Q_{s.\,м}} = \frac{\mu_н}{\mu_м}\cdot\frac{f_н}{f_м}\sqrt{\frac{H_{pi.\,н}}{H_{pi.\,м}}} = \lambda^2\sqrt{\lambda^2\left(\frac{n_н}{n_м}\right)^2} = \lambda^3\frac{n_н}{n_м}, \qquad (6.\ 10)$$

т. е. в рассмотренных условиях объемные утечки при моделировании изменяются в том же отношении, что и подачи натурного насоса и модели [см. формулу (1. 22)].

Внося полученный результат в уравнение (6. 5) и учитывая формулу (1. 22), получим

$$\frac{1}{\eta_{об.\,н}} = 1 + \frac{\sum Q_{s,\,н}}{Q_н} = 1 + \frac{\lambda^3\frac{n_н}{n_м}\sum Q_{s,\,м}}{\lambda^3\frac{n_н}{n_м}Q_м} = 1 + \frac{\sum Q_{s.\,м}}{Q_м} = \frac{1}{\eta_{об.\,м}} \qquad (6.\ 11)$$

или

$$\eta_{об,\,н} = \eta_{об,\,м}.$$

Таким образом, при сохранении относительной величины зазоров и турбулентного режима течения жидкости в них объемный к. п. д. при моделировании сохраняет свою величину неизменной. Если относительная величина зазоров в натуре принимается иной, чем в модели, то отношение объемных потерь должно быть определено расчетом, согласно уравнениям п. 35.

Подобие механических потерь. Механический к. п. д.

$$\eta_м = \frac{Q'\gamma H_m}{Q'\gamma H_m + 102\,\Sigma N_r}$$

или

$$\frac{1}{\eta_м} = 1 + \frac{102\sum N_r}{Q'\gamma H_m} = 1 + \frac{102\,(N_{r\,1} + N_{r\,2} + N_{r\,3})}{Q'\gamma H_m}. \qquad (6.\ 12)$$

Определим закон изменения мощности дискового трения при моделировании. Пользуясь уравнением (5. 82) и приняв в первом приближении коэффициент сопротивления $C_{f,\,н}$ для натуры и $C_{f,\,м}$ для модели одинаковым, имеем

$$\frac{N_{r\,1,\,н}}{N_{r\,1.\,м}} = \frac{C_{f.\,н}\varrho_н r^5_{2.\,н}\omega^3_н}{C_{f,\,м}\varrho_м r^5_{2,\,м}\omega^3_м} = \frac{\gamma_н}{\gamma_м}\lambda^5\left(\frac{n_н}{n_м}\right)^3. \qquad (6.\ 13)$$

Мощность $Q'\gamma H_m$, отдаваемая колесами потоку, изменяется при моделировании по тому же закону

$$\frac{Q'_н\gamma_н H_{m,\,н}}{Q'_м\gamma_м H_{m,\,м}} = \lambda^3\frac{n_н}{n_м}\cdot\frac{\gamma_н}{\gamma_м}\lambda^2\left(\cdot\frac{n_н}{n_м}\right)^2 = \frac{\gamma_н}{\gamma_м}\lambda^5\left(\frac{n_н}{n_м}\right)^3. \qquad (6.\ 14)$$

Отсюда отношение мощности N_{r1} дискового трения к мощности, отдаваемой колесами потоку, сохраняется при моделировании постоянным. Что касается мощности N_{r2} трения в сальниках [уравнение (5. 93)] и мощности N_{r3} трения в подшипниках [уравнение (5. 94)], то закон их изменения иной. Это следует хотя бы из того, что N_{r2} пропорционально первой степени числа оборотов, а N_{r3} — квадрату числа оборотов.

Подставляя полученный результат в уравнение (6. 12) и выделяя мощность дискового трения в отдельное слагаемое, получим

$$\frac{1}{\eta_{м,\,н}} = 1 + \frac{102N_{r\,1,\,н}}{Q'_н\gamma_н H_{m,\,н}} + \frac{102\,(N_{r\,2,\,н} + N_{r\,3,\,н})}{Q'_н\gamma_н H_{m,\,н}} = 1 + \frac{102\,\frac{\gamma_н}{\gamma_м}\lambda^5\left(\frac{n_н}{n_м}\right)^3 N_{r\,1,\,м}}{\gamma_н\lambda^5\left(\frac{n_н}{n_м}\right)^3 Q'_м H_{m,\,м}} +$$

$$+ \frac{102\,(N_{r\,2,\,н} + N_{r\,3,\,н})}{Q'_н\gamma_н H_{m,\,н}} = 1 + \frac{102N_{r\,1,\,м}}{Q'_м\gamma_м H_{m,\,м}} + \frac{102\,(N_{r\,2,\,н} + N_{r\,3,\,н})}{Q'_н\gamma_н H_{m,\,н}}. \qquad (6.\ 15)$$

Таким образом, в значении механического к. п. д. только одно слагаемое, выражающее влияние мощности дискового трения, одинаково для натуры и модели.

Внутренний к. п. д. В насосах средней и большой мощности значительную часть механических потерь составляет дисковое трение. Это обстоятельство и то, что мощность дискового трения, согласно уравнению (6. 15), для натуры и модели составляет одну и ту же относительную величину, делает целесообразным введение нового понятия о внутреннем механическом к. п. д. $\eta_{i\,м}$, который из всех видов механических потерь учитывает только дисковое трение

$$\eta_{i\,м} = \frac{Q'\gamma H_m}{Q'\gamma H_m + 102N_{r\,1}} = \frac{1}{1 + \frac{102\,N_{r1}}{Q'\gamma H_m}}. \qquad (6.\ 16)$$

Из выражений (6. 16) и (6. 15) следует, что внутренние механические к. п. д. для натуры и модели равны друг другу

$$\eta_{i\,м,\,н} = \eta_{i\,м,\,м}. \qquad (6.\ 17)$$

Определяя внутренний к. п. д. η_i насоса в целом как

$$\eta_i = \eta_г\eta_{об}\eta_{i\,м}, \qquad (6.\ 18)$$

получим, учитывая уравнения (6. 2), (6. 11) и (6. 17), что в условиях автомоделирования, т. е. для одного и того же насоса при различном числе оборотов на подобных режимах, внутренний к. п. д. η_i постоянен. При масштабном моделировании внутренний к. п. д. η_i может претерпевать изменения за счет влияния относительной шероховатости на $\eta_г$ и относительной величины зазоров на $\eta_{об}$.

Зависимость внутреннего к. п. д. от коэффициента быстроходности n_s. Величина коэффициента быстроходности n_s характеризует механическое подобие и родство геометрических форм лопастных колес. Подобные колеса на подобных режимах обладают равными значениями n_s, но колеса с равными значениями n_s на режиме оптимального к. п. д. могут не быть геометрически подобными, а только сходными по своим геометрическим соотношениям. Как было показано (п. 8), коэффициент быстроходности

позволяет произвести деление лопастных колес на группы сходных геометрических форм. Зависимость геометрических форм от n_s позволяет установить влияние n_s на внутренний к. п. д. насоса.

Современный уровень техники проектирования и исполнения центробежных насосов таков, что оптимальное значение $\eta_г$ для наиболее техни-

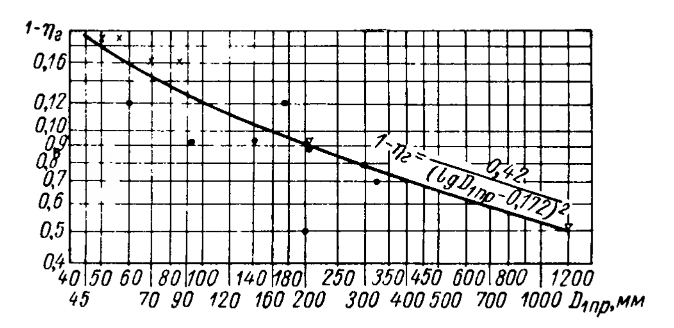


Рис. 101. Зависимость гидравлических потерь от $D_{1\,пр}$ для группы насосов (табл. 12)

чески совершенных насосов не зависит в широких границах от быстроходности n_s. В табл. 12 приведены данные о значении $\eta_г$ для ряда насосов различной быстроходности.

Таблица 12

Параметры насосов (к рис. 101)

Q в *л/сек*	H в *м*	n в *об/мин*	n_s в *об/мин*	$D_{1\,пр}$ в *мм*	$\eta_г$ в %	$\eta_{г\,150}$ в %
33,4	160	3700	54,5	85	84	87
22,2	169	5600	65	70	84	88
9,0	169	6500	48	50	81	89
14,0	85	4000	62	55	81	88
75	161	2970	65	117	88	89
1450	13	415	267	610	94	90
200	90	1450	56	175	88	87,5
500	16	960	218	300	92	90
750	60	960	102	320	93	90,5
260	85	1450	93	250	88	86,5
130	50	1450	106	190	93	92
276	69,7	1750	130	216	91	90
7900	72,8	328	130	1200	95	90
240	94,5	2135	126	200	95	94
9,5	30	2900	81	60	88	93
18	14,7	1460	96	92	91	93
62,8	25,8	1470	118	140	90,5	90,5

Для удобства сравнения в последней графе таблицы значения $\eta_г$ приведены по уравнению (6. 3) к одному и тому же размеру колеса $D_{1\,пр}$ = = 150 *мм*. Из таблицы видно, что значение $\eta_{г\,150}$ колеблется около среднего значения 90% на ±3% вне определенной зависимости от n_s. На рис. 101 нанесены в логарифмических координатах для различных $D_{1\,пр}$

рассматриваемой группы насосов соответствующие значения $1-\eta_г$. Там же ненесены сплошной линией значения $1-\eta_г$ по уравнению (6. 2). Разброс точек относительно сплошной кривой достаточно симметричен, так что уравнение (6. 2) может быть рекомендовано для определения нормального значения $\eta_г$ в современных технически совершенных центробежных насосах.

Рассмотрим величину объемного к. п. д. $\eta_{об}$ в зависимости от коэффициента быстроходности.

Имеем для одного лопастного колеса

$$\frac{1}{\eta_{об}} = 1 + \frac{Q_s}{Q} = 1 + \frac{\mu f \sqrt{2gH_{pi}}}{Q}, \tag{6.19}$$

где f — площадь зазора в уплотнении $2\pi R_i b$.

Обозначая через $b_1 = \frac{b}{R_i}$ радиальный зазор b в долях радиуса R_i, получим

$$\frac{Q_s}{Q} = \frac{\mu 2\pi R_i^2 b_i \sqrt{2gH_{pi}}}{Q} = \frac{2\mu b_1 \sqrt{2gH_{pi}}}{\frac{Q}{\pi R_i^2}}. \tag{6.20}$$

Величина $\frac{Q}{R_i^2 \pi}$ представляет собой некоторую скорость, которая может быть выражена через скорость v_0 входа потока в колесо следующим образом:

$$\frac{Q}{\pi R_i^2} = \frac{Q}{\pi r_0^2\left(1-\frac{r_{вт}^2}{r_0^2}\right)}\left(\frac{r_0}{R_i}\right)^2\left(1-\frac{r_{вт}^2}{r_0^2}\right) = v_0\left(\frac{r_0}{R_i}\right)^2\left(1-\frac{r_{вт}^2}{r_0^2}\right), \tag{6.21}$$

где r_0 и $r_{вт}$ — радиусы отверстия входа и втулки колеса.

Из уравнений (6. 20) и (6. 21) имеем

$$\frac{Q_s}{Q} = \frac{2\mu b_1 \sqrt{2gH_{pi}}}{\left(\frac{r_0}{R_i}\right)^2\left(1-\frac{r_{вт}^2}{r_0^2}\right) v_0}. \tag{6.22}$$

Согласно выражению (3. 60), скорость входа потока в колесо может быть принята равной

$$v_0 = \alpha \sqrt[3]{Qn^2}. \tag{6.23}$$

Тогда

$$\frac{Q_s}{Q} = \frac{2\mu b_1 \sqrt{2gH_{pi}}}{\left(\frac{r_0}{R_i}\right)^2\left(1-\frac{r_{вт}^2}{r_0^2}\right)\alpha\sqrt[3]{Qn^2}} = \frac{2\mu b_1 \sqrt{2g\frac{H_{pi}}{H}}}{\left(\frac{r_0}{R_i}\right)^2\left(1-\frac{r_{вт}^2}{r_0^2}\right)\alpha\left(n\frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}}\right)^{2/3}} =$$

$$= \frac{2\mu b_1 \sqrt{2g\frac{H_{pi}}{H}}\, 3{,}65^{2/3}}{\left(\frac{r_0}{R_i}\right)^2\left(1-\frac{r_{вт}^2}{r_0^2}\right)\alpha n_s^{2/3}} = \text{const}\, n_s^{-\frac{2}{3}}. \tag{6.24}$$

Из уравнения (6. 24) следует, что относительная величина утечек при наличии турбулентного режима движения жидкости в зазорах пропорциональна $n_s^{-\frac{2}{3}}$.

Принимая часто встречающиеся соотношения $\mu = 0{,}4$; $b_1 = 3 \cdot 10^{-3}$; $\frac{H_{pi}}{H} = 0{,}7$; $\frac{r_0}{R_i} = 0{,}9$; $\frac{r_{вт}}{r_0} = 0{,}6$ и $\alpha = 0{,}06$, получим

$$\frac{1}{\eta_{об}} = 1 + 0{,}68 n_s^{-\frac{2}{3}}. \qquad (6.\ 25)$$

Ниже приводятся значения $\eta_{об}$ в функции n_s, вычисленные из уравнения (6. 25). Из этих данных следует, что повышение n_s ведет к улучшению $\eta_{об}$.

Пример зависимости $\eta_{об}$ от n_s:

n_s . . .	60	80	100	120	140	160	180	200
$\eta_{об}$ . . .	0,955	0,963	0,969	0,972	0,975	0,977	0,979	0,980

Произведем анализ величины внутреннего механического к. п. д. $\eta_{i\,м}$ в функции n_s.

Из выражения (6. 16) имеем

$$\frac{1}{\eta_{i\,м}} = 1 + \frac{102\,N_{r\,1}}{Q'\gamma H_m}, \qquad (6.\ 26)$$

где $N_{r\,1}$ — мощность дискового трения, определяемая уравнением (5. 80).

Представим основное уравнение насоса в виде

$$H_m = \frac{u_2 v'_{u\,2}}{g} = \frac{u_2^2}{g} \cdot \frac{v'_{u\,2}}{u_2} = K_{u\,2} \frac{u_2^2}{g}. \qquad (6.\ 27)$$

Здесь $K_{u\,2}$ — коэффициент отношения окружной составляющей скорости потока $v'_{u\,2}$ к окружной скорости колеса u_2 при выходе из колеса.

Значение подачи найдем через n_s по уравнению (1, 30)

$$Q = \left(\frac{n_s H^{3/4}}{n\,3{,}65}\right)^2 = \left(\frac{\pi n_s H^{3/4}}{3{,}65 \cdot 30\omega}\right)^2. \qquad (6.\ 28)$$

Из уравнений (6. 26), (5. 78) и (6. 28) имеем

$$\frac{1}{\eta_{i\,м}} = 1 + \frac{102 \cdot 0{,}0196 C_f \varrho r_2^5 \omega^3}{\left(\frac{\pi n_s H^{3/4}}{3{,}65 \cdot 30\omega}\right)^2 \gamma H_m} = 1 + \frac{102 \cdot 0{,}0196 C_f \varrho r_2^5 \omega^3 \omega^2}{\left(\frac{n_s \pi}{3{,}65 \cdot 30}\right)^2 \gamma \frac{1}{\eta_г^{3/2}} H_m^{5/2}} =$$

$$= 1 + \frac{102 \cdot 0{,}0196 C_f \gamma (r_2\omega)^5}{\left(\frac{n_s \pi}{3{,}65 \cdot 30}\right)^2 g\gamma \frac{1}{\eta_г^{3/2}} K_{u\,2}^{5/2} \frac{(r_2\omega)^5}{g^{5/2}}} = 1 + 7{,}5 \cdot 10^4 \frac{C_f \eta_г^{3/2}}{K_{u\,2}^{5/2} n_s^2}. \qquad (6.\ 29)$$

При $Re = 7 \cdot 10^6$, $C_f = 0{,}00232$, $\eta_г = 0{,}9$ и $K_{u\,2} = 0{,}5$ получим

$$\frac{1}{\eta_{i,\,м}} = 1 + \frac{820}{n_s^2}. \qquad (6.\ 30)$$

Значения $\eta_{i\,м}$, вычисленные в функции от n_s по уравнению (6. 30), приведены ниже.

n_s . . .	60	80	100	120	140	160	180	200
$\eta_{i\,м}$ . .	0,810	0,855	0,920	0,943	0,958	0,968	0,975	0,980

Приведенные значения $\eta_{i\,м}$ в функции от n_s и выражение (6. 30) показывают, что лопастные колеса с коэффициентом быстроходности ниже 60 не экономичны в силу больших потерь на дисковое трение. В области от $n_s = 60$ до $n_s = 80$ $\eta_{i\,м}$ быстро нарастает. Дальнейшее увеличение происходит весьма медленно. Это обстоятельство служит объяснением тому,

что в высоконапорных насосах получили наибольшее распространение колеса с n_s равным 90—100. Следует отметить, что при надлежащем проектировании перехода потока из колеса в отводящий канал возможно частичное использование мощности дискового трения в форме кинетической энергии потока, сбегающего с внешних стенок колеса. Это позволяет несколько смягчить влияние дисковых потерь в общем балансе потерь насосов с низким коэффициентом быстроходности.

Ниже приведены вычисленные на основании уравнений (6. 25) и (6. 30) значения внутреннего к. п. д. η_i в зависимости от коэффициента быстроходности n_s при $\eta_г = 0{,}90$, т. е. для лопастного колеса с приведенным диаметром входа $D_{1\,пр} = 150$ *мм*:

n_s . . .	60	80	100	120	140	160	180	200
η_i . . .	0,695	0,765	0,800	0,827	0,840	0,851	0,859	0,864

Эти данные показывают общую тенденцию повышения внутреннего к. п. д. с возрастанием n_s особенно в области малых значений n_s. Следует, однако, отметить, что при расчете многоступенчатых насосов повышение n_s влечет за собой увеличение числа ступеней и диаметра вала. Последнее увеличивает стеснение входного отверстия втулкой и соответственно снижает объемный к. п. д. [см. формулу (6. 24)], что должно учитываться при выборе оптимального значения n_s.

39. Нормативные данные для гидравлического расчета насоса

Роль нормативных данных. Использование идеи моделирования в насосостроении часто ограничено значительным влиянием, оказываемым на форму проточной части требованиями прочности и технологии производства. Вместе с тем элементарная теория работы насоса не имеет достаточно выраженной связи с величиной гидравлических потерь, определение которых при движении вязкой жидкости в насосе в связи со сложностью явления, по-видимому, еще длительное время не получит удовлетворительного разрешения. Поэтому до настоящего времени единственным путем определения гидравлического к. п. д. насоса при его расчете является использование данных опыта. Такое использование опыта может быть обоснованным лишь в случае, если проточная часть вновь проектируемого насоса будет хотя бы в общих чертах подобна той, которая послужила основанием при выборе гидравлического к. п. д. В то же время очевидно, что подобие не всех геометрических параметров в равной мере влияет на гидравлический к. п. д. насоса. Опытным путем можно выделить те параметры, правильность выбора которых наиболее сильно влияет на величину гидравлических потерь. Значения этих параметров, полученные обобщением результатов изучения серий конструктивных форм проточной части насосов, обладающих высоким к. п. д., могут рассматриваться как нормативные данные для гидравлического расчета насоса.

Таким образом, роль нормативных данных заключается в обеспечении подобия вновь проектируемых насосов лучшим по гидравлическому к. п. д. типам в тех чертах, которые особенно существенно сказываются на гидравлических потерях. Установление нормативных данных является дальнейшим развитием теории подобия применительно к насосостроению.

Анализ нормативных данных на основе теории подобия. Данные для гидравлического расчета центробежных насосов, предлагаемые различными авторами, разнообразны и носят иногда чисто опытный теоретически необоснованный характер. Наиболее полно рекомендуемые данные изложены в работах [61, 80, 92, 104, 107].

В основном рекомендуемые указания относятся к выбору скорости поступления потока в колесо v_0, меридианной составляющей $v_{m\,2}$ и окружной составляющей $v'_{u\,2}$ скорости при выходе потока из колеса, отношения относительных скоростей $\frac{w_1}{w_2}$, а также отношения $\frac{b_2}{D_2}$ и числа лопастей Z.

Произведенный автором подробный анализ рекомендаций, содержащихся в различных источниках, показывает, что основные из них допускают теоретическое обоснование на основе закона о механическом подобии. С. С. Руднев рекомендует для выбора скорости v_0 уравнение

$$v_0 = 0{,}06\sqrt[3]{Qn^2}. \qquad (6.31)$$

Определяя по значению скорости v_0 диаметр D_0 входа потока в колесо, а затем окружную скорость u_0, имеем:

$$\left.\begin{aligned} D_0 &= \frac{1}{\sqrt{1-\frac{d^2_{вт}}{D^2_0}}}\sqrt{\frac{4Q}{\pi v_0}};\\ u_0 &= \frac{\sqrt{\pi}}{30\sqrt{1-\frac{d^2_{вт}}{D^2_0}}}\,n\sqrt{\frac{Q}{v_0}}. \end{aligned}\right\} \qquad (6.32)$$

Найдем из уравнений (6. 31) и (6. 32) тангенс угла наклона относительной скорости при входе потока в колесо

$$\operatorname{tg}\beta_0 = \frac{v_0}{u_0} = \frac{30\sqrt{1-\frac{d^2_{вт}}{D^2_0}}}{\sqrt{\pi}}\cdot\frac{v_0^{3/2}}{n\sqrt{Q}} = \frac{30\sqrt{1-\frac{d^2_{вт}}{D^2_0}}}{\sqrt{\pi}}\,0{,}06^{3/2} =$$

$$= 0{,}25\sqrt{1-\frac{d^2_{вт}}{D^2_0}}. \qquad (6.33)$$

Если в выражении (6. 33) в первом приближении пренебречь стеснением входного сечения втулкой колеса, то получим $\beta_0 = 14°$. Отсюда формула (6. 31) в косвенной форме рекомендует определенную угловую характеристику относительного потока при входе в колесо.

Д. Я. Суханов рекомендует формулу для выбора приведенного диаметра $D_{1\,пр}$ (диаметра живого сечения) при входе потока в колесо

$$D_{1\,пр} = (4 \div 4{,}5)\sqrt[3]{\frac{Q}{n}}. \qquad (6.34)$$

Определим опять тангенс β_0, пользуясь уравнением (6. 34),

$$\operatorname{tg}\beta_0 = \frac{v_0}{u_0} = \frac{4Q}{\pi D^2_{1\,пр}}\cdot\frac{60}{\pi D_{1пр} n} = \frac{240}{\pi^2}\cdot\frac{Q}{n}\cdot\frac{1}{D^3_{1пр}} =$$

$$= \frac{240}{\pi^2}\cdot\frac{1}{(4-4{,}5)^3} = (0{,}375 \div 0{,}267),$$

т. е. $\beta_0 = 20 \div 15°$.

Таким образом, формула, рекомендуемая Д. Я. Сухановым, также сводится к угловой характеристике относительного потока при входе в колесо и принципиально не отличается от рекомендации С. С. Руднева.

Для выбора меридианной составляющей $v_{m\,2}$ скорости при выходе потока из колеса наиболее распространена рекомендация [86, 92]

$$v'_{m\,2} = v_0. \qquad (6.35)$$

Так как скорость v_0 выбирается в определенном отношении к окружной скорости — скорости переносного движения, то такая рекомендация может быть теоретически оправдана как определяющая отношение скоростей потока протекания к скоростям потока вытеснения (осевого вихря) (см. п. 16) во всей области колеса. Однако нередко идут на относительное уменьшение v_{m2}, доходя в колесах малой быстроходности до $v_{m2} = 0{,}5v_0$. Это позволяет увеличить ширину колеса на выходе, что представляет во многих случаях существенные технологические преимущества (повышает жесткость стержня формы при отливке). Уменьшение v_{m2} создает также преимущества при проектировании спирального отвода, придавая его сечениям более близкую к окружностям форму. Выбор скорости v_{m2} рекомендуется также производить с учетом величины

$$q^p = \frac{v_{m2}}{u_2} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_2}, \qquad (6.36)$$

называемой коэффициентом расхода, которая, как будет показано далее, определяет угол наклона касательной к характеристике в расчетной точке. Таким образом, коэффициент q^p в некоторой мере предопределяет подобие формы характеристик $H - Q$.

Отношение средних относительных скоростей входа w_1 и выхода w_2 потока определяет диффузорность или конфузорность потока в области колеса.

Выбор отношения относительных скоростей в значительной степени определяет выбор угла β_1, так как

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{v_{m1}}{\sin \beta_1} \cdot \frac{\sin \beta_2}{v_{m2}} = \frac{K_1}{K_2} \cdot \frac{v'_{m1}}{v'_{m2}} \cdot \frac{\sin \beta_2}{\sin \beta_1}, \qquad (6.37)$$

где K_1 и K_2 — коэффициенты стеснения при входе потока в колесо и при выходе из него.

Если отношение меридианных составляющих скоростей в области колеса принято, а угол β_2 для обеспечения подобия характеристик желательно принять по уравнению (6. 36), то угол β_1 определится из уравнения (6. 37). При заданном по формулам (6. 31) или (6. 34) значении угла $\beta_{1,0}$ выбор угла β_1 определит угол атаки при поступлении потока на лопатки колеса

$$\delta = \beta_1 - \beta_{1,0}. \qquad (6.38)$$

Отношение $\frac{b_2}{D_2}$ предопределяется выбором скорости v'_{m2} и самостоятельного значения в качестве параметра подобия не имеет.

Выбор числа лопастей Z определяет отношение скорости циркуляционного потока к скорости потока протекания и производится по формуле (3. 73), приведенной ранее. Эта формула получена на основании обследования серии лопастных колес насосов с высоким к. п. д.

Рекомендуемые нормативные данные на основе анализа гидравлических потерь. Из анализа гидравлических потерь в насосе (см. п. 33) следует, что нормативные указания должны относиться:

1) к проектированию лопастного колеса;

2) к сочетанию лопастного колеса с проточной частью корпуса насоса.

Нормативные данные для элементарного гидравлического расчета насоса должны устанавливаться путем изучения конструктивных форм проточной части и основных критериев подобия потока в колесах серий насосов, имеющих наилучший из достигнутых гидравлический к. п. д. Только такие нормы, увязанные со значением гидравлического к. п. д.

насоса, могут служить основанием для обеспечения высокого гидравлического к. п. д. у вновь проектируемых машин и в то же время постоянно совершенствоваться данными нового опыта.

В настоящее время могут быть рекомендованы следующие нормативные данные, совпадающие с данными А. И. Степанова [104].

1. Скорость входа v_0 должна выбираться из условия обеспечения угла β_0 в пределах от 15 до 20°. Предварительный выбор скорости v_0 может быть произведен по формуле

$$v_0 = (0{,}06 \div 0{,}08)\sqrt[3]{Qn^2} \text{ м/сек.} \tag{6. 39}$$

2. Меридианная составляющая скорости при выходе потока из колеса

$$v_{m2} = (1{,}0 \div 0{,}5)\, v_0.$$

3. Основные геометрические параметры подобия решетки лопастей:

1) угол установки входной кромки лопасти β_1 выбирают равным 20—25°, в отдельных случаях — до 30°, причем угол атаки δ по уравнению (6. 38) рекомендуется сохранять в пределах 3—8°; только в специальных случаях, когда требуется повышение кавитационных качеств колеса, хотя бы за счет уменьшения к. п. д., допускают значения δ до 15°;

2) число лопастей по уравнению (3. 73)

$$Z = 13\,\frac{r_m}{2}\sin\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}, \tag{6. 40}$$

$$\frac{r_m}{2} = \frac{r_2 + r_1}{2(r_2 - r_1)}; \tag{6. 41}$$

3) коэффициенты K_1 и K_2 стеснения потока телом лопастей при входе и выходе из колеса — не более 1,15;

4) средняя относительная скорость в канале колеса постоянна или падает не более чем на 40%.

4. Условие установившегося относительного движения в колесе

$$\Gamma_{сп} = \Gamma_к = 2\pi\frac{gH_m}{\omega}. \tag{6. 42}$$

Очевидно, что предлагаемые рекомендации представляют собой средние статистические данные. При наличии проверенной опытом модели с высоким значением к. п. д. следует отдать предпочтение непосредственному опытному материалу.

Типовые формы проточной части. Обширные литературные данные, представляющие собой статистический материал о геометрических характеристиках проточной части центробежных насосов, особенно рабочих колес, неполноценны, так как нет прямой связи между величиной того или иного параметра и значением гидравлического к. п. д. у данного насоса. Поэтому необходимо привести в безразмерной форме ряд примеров конструкций проточной части насосов, обладающих высоким к. п. д. Эти образцы могут быть использованы для полного или частичного моделирования.

В отдельных случаях представилось возможным обобщить целую группу насосов однотипной конструкции и проставить осредненные значения характерных размеров. Одновременно с эскизом проточной части приводятся относительные характеристики $H^1 - Q^1$ и $N^1 - Q^1$, а также значение полного к. п. д. η в функции Q^1.

Увязка геометрии проточной части со значением к. п. д. и формой характеристик делает настоящий материал полноценным с технической точки зрения.

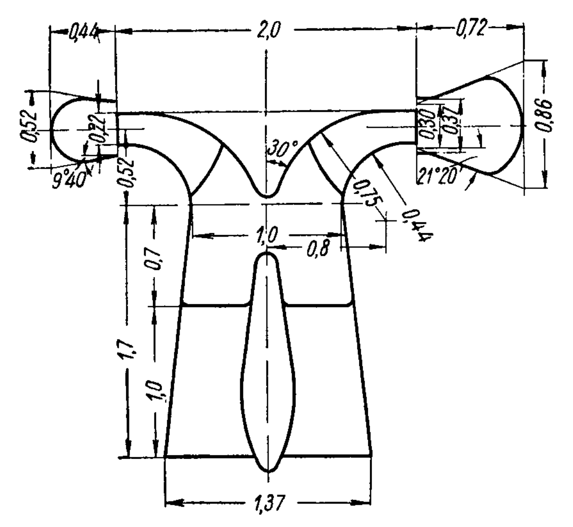


Рис. 102. Схема проточной части вертикального насоса $n_s = 95$:

$Q = 240$ *л/сек*; $H = 134$ *м*; $n = 2135$ *об/мин*; $\eta_г = 0{,}95$; $H_{вс.\ изб\ min} = 11$ *м*; $D_1 = 200$ *мм*; $\eta = 0{,}91$

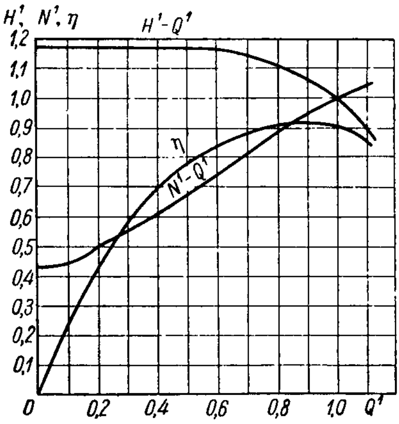


Рис. 103. Характеристика насоса $n_s = 126$ (форма проточной части выполнена аналогично данной на рис. 102):

$Q = 240$ *л/сек*; $H_0 = 94{,}5$ *м*; $n = 2135$ *об/мин*; $\eta = 0{,}92$; $\eta_г = 0{,}95$; $D_1 = 200$ *мм*; $D_2 = 1{,}87 D_1$

На рис. 102 представлена проточная часть вертикального центробежного насоса $n_s = 95$. Обращает на себя внимание наличие направляющих ребер в подводящем канале и относительно большая ширина колеса на выходе. К. п. д. этого насоса исключительно высок: полный — 91%, гидравлический — 95%. На рис. 103 изображена характеристика насоса $n_s = 126$, аналогичного предыдущему по типу проточной части.

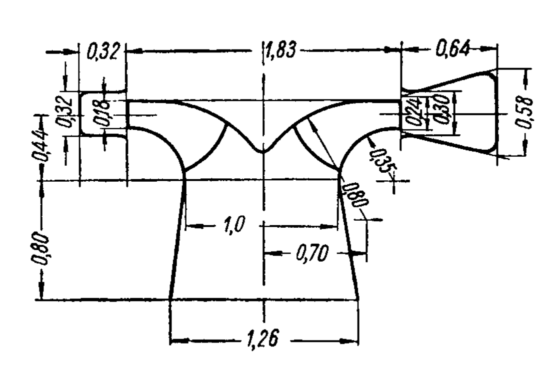


Рис. 104. Схема проточной части насоса $n_s = 130$:

$Q_0 = 7{,}9$ *м³/сек*; $H_0 = 72{,}77$ *м*; $n = 328$ *об/мин*; $\eta = 0{,}917$; $\eta_г = 0{,}95$; $D_1 = 1200$ *мм*

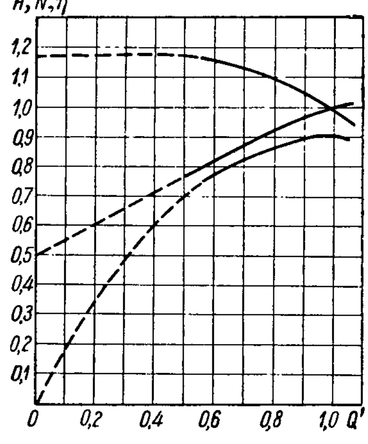


Рис. 105. Характеристика насоса, показанного на рис. 94

На рис. 104 представлена проточная часть, а на рис. 105 — характеристики вертикального консольного насоса $n_s = 130$. Насос этот более

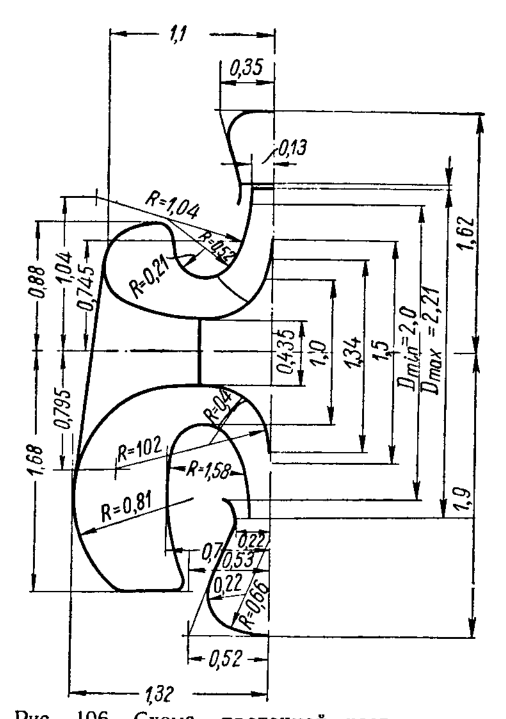


Рис. 106. Схема проточной части насоса с двусторонним подводом потока $n_s = 100$:

$Q_0 = 2,375$ *м³/сек*; $H_0 = 59$ *м*; $n = 960$ *об/мин*; $\eta = 0,91$; $D_1 = 317$ *мм*

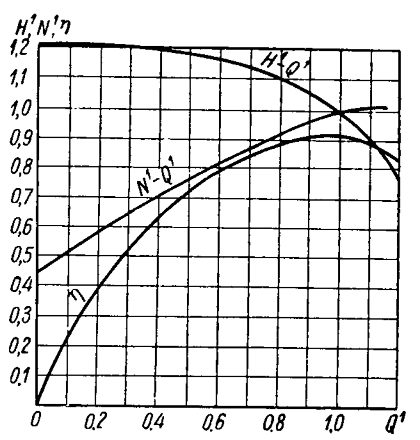


Рис. 107. Характеристика насоса, показанного на рис. 106

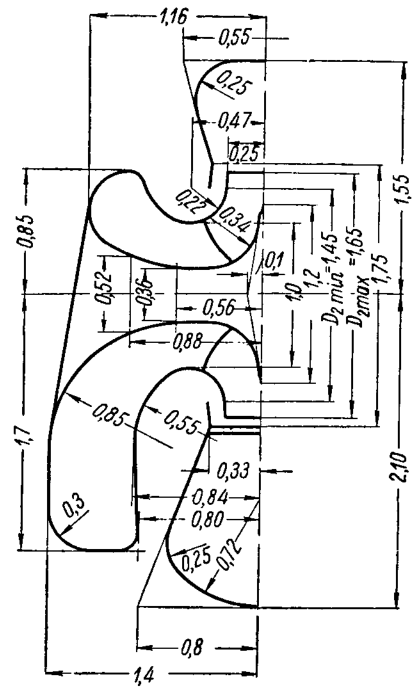


Рис. 108. Схема проточной части насоса с двусторонним подводом потока $n_s = 220 \div 250$

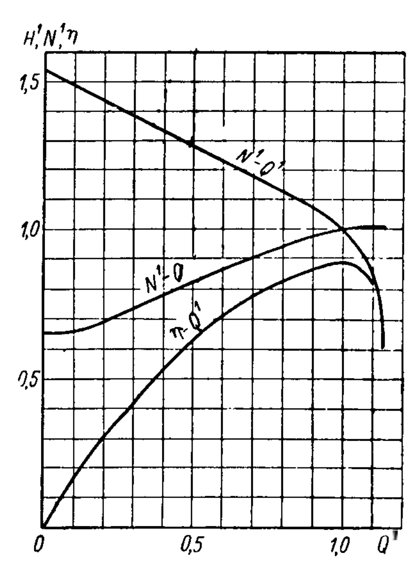


Рис. 109. Характеристика насоса, показанного на рис. 108

давнего происхождения, чем предыдущий. Гидравлический к. п. д. модели при $D_{1пр} = 216$ *мм* равен 91%.

На рис. 106 и 107 изображены проточная часть и характеристики горизонтального насоса с двусторонним подводом потока и спиральным отводом; быстроходность одной половины насоса $n_{s1} = 100$. Гидравлический к. п. д. его находится на высоком уровне (93%). Обращает на себя внимание характерный спиральный подвод потока к колесу, преследующий цель более плавного обтекания вала.

На рис. 108 и 109 даны проточная часть и характеристики насоса с двусторонним подводом потока; $n_{s1} = 220 \div 250$. Гидравлический к. п. д. $\eta_{г\ 150} = 90\%$.

ГЛАВА 7

КАВИТАЦИЯ И ДОПУСТИМАЯ ВЫСОТА ВСАСЫВАНИЯ

40. Высота всасывания

Высотой всасывания $H_{вс}$ называется разность отметок оси колеса и свободного уровня в резервуаре, из которого жидкость забирается насосом (рис. 110).

$$H_{вс} = z_0 - z_1.$$

Высота всасывания представляет собой строительную характеристику насосной установки и уменьшение ее, требующее снижения отметки оси насоса, обычно связано со значительными строительными затратами. Если насос расположен ниже уровня, как, например, при перекачке горячих жидкостей, то высота всасывания становится отрицательной и называется подпором. Одним из способов уменьшения высоты всасывания является применение конструкций с вертикальным валом и расположением колеса насоса в низшей точке установки.

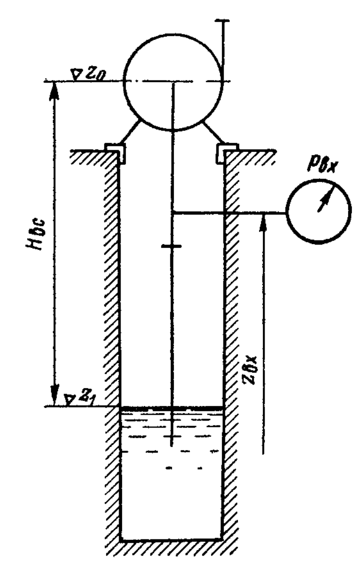


Рис. 110. Определение высоты всасывания

Движение жидкости от поверхности свободного уровня до поступления потока в лопастное колесо насоса происходит за счет начальной потенциальной энергии. Работа, затрачиваемая на подъем воды на высоту $H_{вс}$ и преодоление сопротивлений всасывающего трубопровода $h_{c\,1}$, ведет к уменьшению запаса энергии в жидкости и, следовательно, к падению давления в ней. Составляя уравнение энергии для движения жидкости от свободного уровня до входа в насос, имеем

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{p_{вх}}{\gamma} + z_{вх} + \frac{v_{вх}^2}{2g} + h_{c\,1}, \tag{7.1}$$

откуда, учитывая статическое распределение давления по уравнению $\frac{p_{вх}}{\gamma} + z_{вх} = \frac{p_{вх\,0}}{\gamma} + z_0$, имеем

$$E_{вх0} = \frac{p_{вх\,0}}{\gamma} + \frac{v_{вх}^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} + H_{вс} - h_{c\,1}, \tag{7.2}$$

где $p_{вх\,0}$— давление во входном сечении, отнесенное к оси насоса;

$E_{вх\,0}$— удельная энергия потока при входе в насос, отсчитываемая от уровня оси насоса.

Минимальный избыточный напор всасывания $H_{вс.\,изб}$. Для нормальной работы насоса необходимо, чтобы минимальное абсолютное давление p_{min}, возникающее в потоке в области входа в колесо, было больше давления насыщенного пара $p_п$ перекачиваемой жидкости

$$p_{min} > p_п. \tag{7.3}$$

В противном случае жидкость в местах возникновения минимума давлений вскипит и работа насоса нарушится. Удельная энергия $E_{вх\,0}$ потока при входе в насос, отсчитываемая от уровня оси насоса, должна быть достаточной для создания скоростей и ускорений в потоке при входе в колесо и для преодоления сопротивлений без падения давлений до величины, ведущей к вскипанию жидкости. Поэтому решающее значение имеет не абсолютная величина удельной энергии потока при входе в насос $E_{вх\,0}$, а превышение ее над энергией, соответствующей давлению насыщенного пара жидкости

$$H_{вс.\,изб} = E_{вх\,0} - \frac{p_п}{\gamma} = \frac{p_{вх\,0} - p_п}{\gamma} + \frac{v_{вх}^2}{2g}. \tag{7.4}$$

Величина $H_{вс.\,изб}$ называется избыточным напором всасывания над давлением парообразования жидкости и представляет собой запас механической энергии в потоке над давлением вскипания. Для каждого насоса и его режима работы существует некоторое минимальное значение $H_{вс.\,изб.кр}$, ниже которого начинает происходить местное вскипание жидкости в насосе.

Допустимая высота всасывания. Определяя высоту всасывания из уравнений (7. 2) и (7. 4), имеем

$$H_{вс} = \frac{p_1 - p_{вх\,0}}{\gamma} - \frac{v_{вх}^2}{2g} - h_{c1} = \frac{p_1 - p_п}{\gamma} - H_{вс.\,изб} - h_{c1}. \tag{7.5}$$

Критическому значению $H_{вс.\,изб.\,кр}$ соответствует наибольшее значение высоты всасывания

$$H_{вс.\,кр} = \frac{p_1 - p_п}{\gamma} - H_{вс.\,изб.\,кр} - h_{c1}, \tag{7.6}$$

которое называется критической высотой всасывания.

Для обеспечения надежной работы насоса допустимая в эксплуатации высота всасывания $H_{вс.\,доп}$ должна иметь некоторый запас, что учитывается коэффициентом φ при $H_{вс.\,изб.\,кр}$.

$$H_{вс.\,доп} = \frac{p_1 - p_п}{\gamma} - \varphi H_{вс.\,изб.\,кр} - h_{c1}. \tag{7.7}$$

В зависимости от условий работы насоса коэффициент запаса φ выбирается от 1,2 до 1,4.

Допустимая высота всасывания возрастает с увеличением давления p на свободную поверхность жидкости. При открытом резервуаре давление p_1 равно атмосферному p_a. Необходимо учитывать, что величина барометрического давления p_a уменьшается с повышением отметки над уровнем моря.

Высота над уровнем моря в *м* . . .	0	500	1000	2000
$\frac{p_a}{\gamma}$ *м вод. ст.*	10,3	9,7	9,2	8,1

При расположении насосной установки в горной местности высоко над уровнем моря допустимая высота всасывания может значительно уменьшиться.

Значительно влияет на величину допустимой высоты всасывания температура перекачиваемой жидкости, так как с изменением температуры сильно меняется p_n. С повышением температуры допустимая высота всасывания быстро уменьшается.

Существенное влияние на допустимую высоту всасывания оказывает величина сопротивления всасывающего трубопровода $h_{c\,1}$. С целью увеличения $H_{вс.\,доп}$ обычно стремятся уменьшить $h_{c\,1}$, что в первую очередь может быть достигнуто понижением скорости во всасывающем трубопроводе. С этой целью диаметр всасывающего патрубка у насосов всегда делается больше, чем диаметр нагнетательного.

Величина $H_{вс.\,изб.\,кр}$ для каждого насоса может быть определена опытным путем.

Кавитационное удельное число оборотов. Величина критического значения избыточной высоты всасывания $H_{вс.\,изб.\,кр}$ определяется динамикой потока в насосе и подчиняется закону подобия так же, как напор насоса. В насосах с подобной проточной частью на подобных режимах [уравнение (1. 24)]

$$\frac{H_{вс.\,изб.\,кр\,1}}{H_{вс.\,изб.\,кр\,2}} = \lambda^2 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2. \qquad (7.\ 8)$$

Величина $H_{вс.\,изб.\,кр}$ зависит от конструкции насоса, его размеров и режима работы. Для оценки конструкции проточной части насоса с точки зрения всасывающей способности производят приведение условий работы насоса к эталону. В качестве эталона выбирают насос во всем подобный данному, но с подачей $Q = 1$ *м³/сек* и $H_{вс.\,изб.\,кр} = 10$ *м*. Исключая из уравнений (1. 24) и (7. 8) масштабный множитель λ и обозначая параметры данного насоса индексом 2, а эталона — индексом 1, находим

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}}}{\left(\frac{H_{вс.\,изб.\,кр2}}{H_{вс.\,изб.\,кр1}}\right)^{\frac{3}{4}}}. \qquad (7.9)$$

Отбрасывая индекс у параметров данного насоса и внося численные значения для параметров эталонного насоса, найдем число его оборотов $n^*_{уд}$,

$$n^*_{уд} = n \frac{\sqrt{Q}}{\left(\frac{H_{вс.\,изб.\,кр}}{10}\right)^{\frac{3}{4}}}. \qquad (7.\ 10)$$

Величина $n^*_{уд}$ может быть названа кавитационным удельным числом оборотов. Она характеризует конструкцию проточной части насоса с точки зрения его всасывающей способности. Величина $n^*_{уд}$ представляет собой число оборотов эталонного насоса, во всем подобного данному, при $Q = 1$ *м³/сек* и $H_{вс.\,изб.\,кр} = 10$ *м*.

Минимальный подпор при перекачке кипящих жидкостей. При перекачке кипящих жидкостей резервуары с жидкостью бывают закрытыми, и давление в них устанавливается равным давлению насыщенного пара.

В этом случае допустимая отрицательная высота всасывания — подпор — определяется из уравнения

$$H_{вс.\,доп} = -(\varphi H_{вс.\,изб.\,кр} + h_{c\,1}). \qquad (7.\ 11)$$

Величина минимально допустимого подпора в этих условиях в первом приближении остается неизменной для различных температур, так как давление на свободную поверхность равно давлению насыщенного пара.

Кавитация. Остановимся схематично на физических явлениях, имеющих место в потоке при кавитации — вскипании жидкости при падении давления в потоке p_{min} до давления насыщения p_n [79].

При вскипании жидкости в местах с минимумом давления образуются полости, заполненные паром и частично выделившимися из раствора газами. Возникшие пузырьки пара увлекаются потоком и попадают в область с более высоким давлением, где они вновь конденсируются. Так как кипение связано с затратой тепла на парообразование, которое должно быть получено из окружающей среды путем теплообмена, то процесс вскипания происходит с некоторым запаздыванием, т. е. минимальное давление в потоке достигает значения несколько меньшего давления парообразования p_n, и вскипание жидкости происходит из перегретого состояния. Конденсация пузырьков пара в области повышенного давления происходит также с некоторым запаздыванием в условиях относительного переохлаждения его. В связи с отмеченным процессы вскипания и конденсации совершаются с большой скоростью.

Частицы жидкости, заполняющие полость конденсирующегося пузырька, движутся к центру со значительными скоростями. В момент завершения конденсации частицы жидкости внезапно останавливаются, и происходит местный гидравлический удар. При этом кинетическая энергия частиц переходит в энергию упругой деформации. Так как деформация жидкости весьма незначительна (модуль упругости для воды $E \approx \approx 1 \cdot 10^4$ *кГ/см*^{2}), то повышение давления при этом велико. Каждый метр потерянной скорости создает повышение давления примерно на 10 *кГ/см*^{2}, а общее повышение давления достигает нескольких тысяч атмосфер. Вслед за повышением давления возникает обратная волна давления, сопровождающаяся резким падением его и, возможно, повторным вскипанием, а затем снова конденсацией.

Описанный выше процесс вскипания и последующей конденсации в потоке жидкости, сопровождающийся гидравлическими ударами, и носит название кавитации. В насосах кавитация была обнаружена десятки лет назад как фактор, ограничивающий область их работы. Кавитация вызывает разрушение лопастных колес и других. деталей, уменьшает к. п. д., напор и подачу насоса. При сильном развитии кавитации насос полностью отказывает в работе — срывает. Таким образом, кавитация является фактором, сильнейшим образом влияющим на надежность работы насоса. Длительная работа насоса в области даже незначительных кавитационных явлений совершенно недопустима в силу разрушающего действия кавитации.

Кавитационное разрушение материалов. Гидравлические удары, возникающие в местах завершения кавитации, ведут к эрозионному и коррозионному разрушению металлов. Полностью достоверной картины процесса разрушения, вызываемого кавитацией, до настоящего времени не установлено. Можно представить следующую схему этого процесса. Известно, что коррозионная стойкость различных металлов и других материалов в той или иной среде обусловливается главным образом возникновением поверхностной защитной пленки из окислов или иных химических соединений или даже газообразных выделений, являющихся следствием электрохимических процессов коррозии. Если в результате эрозионных процессов защитная пленка непрерывно удаляется, то создаются благоприятные условия для коррозионного разрушения металла. Кавитационные разрушения, по-видимому, представляют собой результат именно такого совместного действия эрозии и коррозии. Эрозионное действие гидравлических ударов, помимо самостоятельного значения, создает условия для развития коррозионных процессов [13, 22, 46, 79].

Наличие материалов, стойких против кавитационных разрушений, неизвестно; все материалы быстрее или медленнее разрушаются. Более стойкими являются материалы, которые наряду с механической прочностью обладают химической стойкостью, как, например, бронза. Сильно подвержены кавитационному разрушению чугун и углеродистая сталь. Наиболее кавитационно устойчива нержавеющая сталь. Применение кавитационно стойких материалов может обеспечить непродолжительную работу насоса без заметного разрушения в условиях частичной кавитации. Такая возможность представляет значительные преимущества, например в условиях кратковременной перегрузки насоса или падения уровня в водоеме.

Влияние кавитации на характеристики насоса. Кавитация сопровождается нарушением неразрывности потока в насосе и отражается на нормальных его характеристиках. Начальная стадия кавитации, ограниченная небольшой областью (местная кавитация), не сказывается заметно на подаче и напоре насоса и проявляется характерным потрескиванием в области всасывания, обусловленным гидравлическими ударами. Местная кавитация может сопровождаться разрушением материала колеса или корпуса насоса. Кавитация более развитая приводит к уменьшению подачи, напора и к. п. д. насоса, а затем и к полному срыву его работы. На рис. 111 показано влияние кавитации на характеристики насоса; пунктиром отмечен нормальный ход характеристик без кавитации.

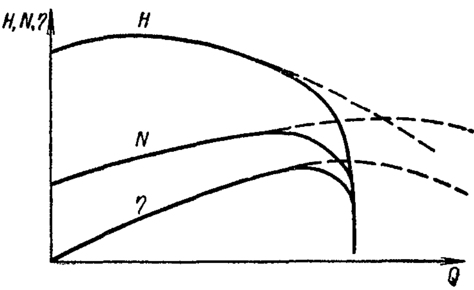


Рис. 111. Влияние кавитации на характеристики насоса

41. Кавитационный коэффициент быстроходности

Срывные характеристики насоса. Для опытного определения минимального — критического значения — избыточного напора всасывания $H_{вс.\,изб.\,кр}$, возможного при работе насоса, производят специальные кавитационные испытания и по ним строят срывные характеристики. Схема таких испытаний дана на рис. 112. Насос с помощью задвижки *1* на нагнетательном трубопроводе устанавливается на определенный режим, фиксируемый расходомером *2* и манометрами: $p_н$ — на нагнетании, $p_в$ — на всасывании. Число оборотов с помощью двигателя поддерживается постоянным. Установленный режим соответствует определенным значениям Q, H, n, N и η. Из уравнения (7. 5) имеем

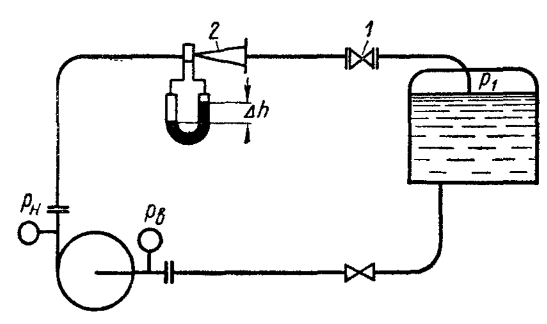


Рис. 112. Схема испытаний для построения срывных характеристик

$$H_{вс.\,изб} = \frac{p_1 - p_n}{\gamma} - H_{вс} - h_{c\,1}. \qquad (7.\,12)$$

Уменьшение давления p_1 на свободную поверхность жидкости (при прочих неизменных величинах) ведет, как это следует из уравнения (7. 12),

к уменьшению $H_{вс.\,изб}$. Так как система замкнута, то это приводит лишь к общему падению давления во всей системе без нарушения режима работы насоса. В определенных границах изменения $H_{вс.\,изб}$ значения Q, H и η остаются неизменными (рис. 113). При некотором значении $H_{вс.\,изб}$ появляется шум, характеризующий наступление местной кавитации; значения Q и H еще не претерпевают заметных изменений. Кривая η в точке $H_{вс.\,изб.\,кр}$ иногда дает даже некоторое повышение. Это явление может быть объяснено тем, что местная кавитация возникает в точке максимума относительной скорости при обтекании входных элементов лопастей. В условиях бескавитационного режима в точке максимума скорости может иметь место вихревой отрыв потока от поверхности лопасти при переходе скорости в давление в области, лежащей за этой точкой. Такой вихревой отрыв ведет к снижению к. п. д. насоса. При местной кавитации, вследствие нарушения неразрывности в точке с максимумом скорости, поток обтекает лопатку без общего вихревого отрыва, что ведет к уменьшению потерь. При дальнейшем понижении $H_{вс.\,изб}$ значения Q, H и η начинают постепенно падать; кавитационный шум усиливается и в конечном счете происходит полный срыв работы насоса. При полном кавитационном срыве шум становится менее резким.

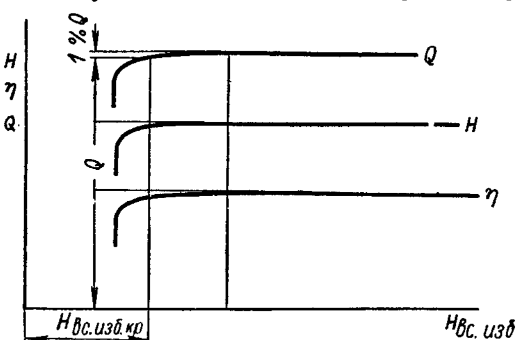


Рис. 113. Срывные характеристики насоса

Точно установить момент начала воздействия кавитации на Q, H и η трудно, поэтому условно, в зависимости от точности наблюдений, принимают за $H_{вс.\,изб.\,кр}$ то значение, при котором подача насоса падает на 1% от своего первоначального значения. Срывные характеристики не дают возможности определить место возникновения кавитации. Полученные результаты испытания определяют лишь общие кавитационные качества насоса. Отработка конструкции может осуществляться лишь постановкой испытаний серии колес, запроектированных на основе какой-либо теоретической гипотезы. В лабораторных условиях возможно экспериментальное исследование закона распределения давления на поверхности лопасти вращающейся модели колеса. Установив экспериментальное место возникновения минимума давления, легче произвести корректировку поверхности лопасти с целью выравнивания закона распределения давления и, следовательно, улучшения кавитационных качеств колеса. Исследование распределения давления по поверхности лопасти технически значительно проще осуществимо в потоке воздуха, чем в потоке воды. Весьма наглядны также кавитационные испытания, особенно осевых насосов, проводимые в прозрачной камере, что позволяет выполнять стробоскопические наблюдения, импульсное фотографирование, скоростную киносъемку и т. п.

Теоретическое значение $H_{вс.\,изб.\,кр}$. Для обобщения опытных данных необходимо установить общее теоретическое значение $H_{вс.\,изб.\,кр}$. Рассмотрим поток от места входа в насос до точки x в области поступления потока в лопастное колесо, где возникают кавитационные явления (рис. 114). В области всасывающего канала абсолютное движение можно предположить установившимся. Относительное же для системы координат, связанной с лопастным колесом, будет неустановившимся. В области лопастного колеса, наоборот, относительное движение является установившимся, а абсолютное — неустановившимся. Выберем сечение *1—1* при входе

в лопастное колесо, где при правильной конструкции всасывающего канала должен быть обеспечен осесимметричный поток, который в равной мере является установившимся как в абсолютной, так и в относительной системах отсчета. Воспользуемся этим сечением для перехода из области всасывающего канала с установившимся абсолютным движением в область лопастного колеса с установившимся относительным движением.

Уравнение движения жидкости во всасывающем канале

$$\frac{p_в}{\gamma} + z_в + \frac{v_в^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{v_1^2}{2g} + h_{w,\, в-1}, \tag{7. 13}$$

где $h_{w,\, в-1}$ — гидравлические потери от входного сечения до сечения *1—1*.

Уравнение движения жидкости в области колеса

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{w_1^2 - u_1^2}{2g} = \frac{p_x}{\gamma} + z_x + \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g} + h_{w,\, 1-x}, \tag{7. 14}$$

где $h_{w,\, 1-x}$ — гидравлические потери от сечения *1—1* до точки с давлением p_x.

Произведем в левой части уравнения (7. 14) замену, вытекающую из плана скоростей,

$$w^2 = v^2 + u^2 - 2uv_u.$$

Тогда уравнение (7. 14) примет вид

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{u_1 v_{u\,1}}{g} = \frac{p_x}{\gamma} + z_x + \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g} + h_{w,\, 1-x}. \tag{7. 15}$$

Из уравнений (7. 13) и (7. 15) получим

$$\frac{p_в}{\gamma} + z_в + \frac{v_в^2}{2g} = \frac{p_x}{\gamma} + z_x + \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g} + \frac{u_1 v_{u\,1}}{g} + h_{w,\, в-x}. \tag{7. 16}$$

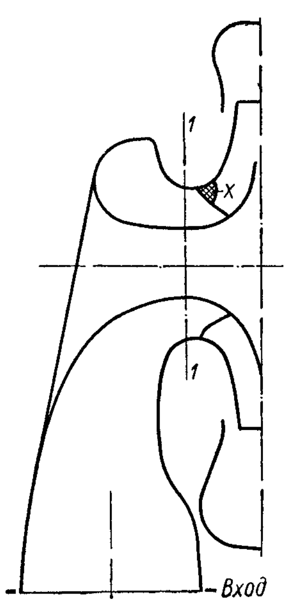


Рис. 114. Схема насоса к расчету $H_{вс.\, изб.\, кр}$

Вычитая из левой и правой частей уравнения (7. 16) напор $\frac{p_n}{\gamma}$, соответствующий давлению насыщенного пара, и относя $p_в$ и $z_в$ к оси насоса, получим, учитывая (7. 16),

$$\frac{p_{в\,0} - p_n}{\gamma} + \frac{v_в^2}{2g} = H_{вс.\, изб} = \frac{p_x - p_n}{\gamma} + (z_x - z_{в\,0}) + \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g} + \frac{u_1 v_{u\,1}}{g} + h_{w,\, в-x}. \tag{7. 17}$$

В выражении (7. 17) давление $p_{в\,0}$ относится к отметке оси насоса, следовательно, $z_x - z_{в\,0}$ также представляет собой разность отметок точки x и оси насоса. Минимальному значению $H_{вс.\, изб.\, кр}$ соответствует условие

$$p_{x\,\min} = p_n. \tag{7. 18}$$

Минимальное давление $p_{x\,\min}$ возникает в области колеса в точке x, для которой $\frac{w_x^2 - u_x^2}{2g}$ достигает максимума $\frac{(w_x^2 - u_x^2)_{\max}}{2g}$. Для этой

точки имеем

$$H_{вс.\ изб.\ кр} = \frac{(w_x^2 - u_x^2)_{\max}}{2g} + \frac{u_1 v_{u1}}{g} + (z_x - z_{в0}) + h_{w,\ в-x}. \qquad (7.19)$$

Введем понятие о полном давлении заторможенного потока $p_{ст}$, соответствующем гидростатическому распределению давлений в рассматриваемой области. Из условия при входе в насос получим

$$\frac{p_{в,\ ст}}{\gamma} + z_в = \frac{p_в}{\gamma} + z_в + \frac{v_в^2}{2g} = \frac{p_{x,\ ст}}{\gamma} + z_x. \qquad (7.20)$$

Из уравнений (7. 17) и (7. 20) определим динамическое падение давления в точке x

$$\frac{\Delta p_в}{\gamma} = \Delta h_{вс} = \frac{p_{x,\ ст} - p_x}{\gamma} = \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g} + \frac{u_1 v_{u1}}{g} + h_{w,\ в-x}. \qquad (7.21)$$

Тогда выражению (7. 19) для минимального избыточного напора всасывания может быть придан следующий вид:

$$H_{вс.\ изб.\ кр} = \Delta h_{вс\,\max} + (z_x - z_{вс0}), \qquad (7.22)$$

т. е. минимальный избыточный напор всасывания $H_{вс.\ изб.\ кр}$ равен сумме максимального динамического падения давления в области колеса $\Delta h_{вс\,\max}$ и разности отметок точки возникновения кавитации z_x и оси насоса $z_{вс0}$. Разность отметок $z_x - z_{вс0}$ имеет практическое значение лишь для крупных насосов. Для насосов обычных размеров и особенно в случае модельных испытаний $z_x - z_{в0}$ пренебрежимо мало.

Из уравнения (7. 21) следует, что динамическое падение давления возрастает при наличии составляющей v_{u1} до поступления потока в лопастное колесо. Для улучшения кавитационных показателей насоса каналы, подводящие поток к колесу, должны обеспечивать осевое направление скорости v_1 при входе в колесо, т. е. $v_{u1} = 0$. С этой целью во всасывающих каналах нередко устанавливается система ребер, предупреждающих закручивание потока. Для уменьшения гидравлического сопротивления всасывающего канала $h_{w,\ в-x}$ сечения его выбираются постепенно уменьшающимися к входу в колесо. Сопротивление конфузорных каналов обычно крайне незначительно. В этих условиях

$$H_{вс.\ изб.\ кр} = \Delta h_{вс\,\max} = \frac{(w_x^2 - u_x^2)_{\max}}{2g}. \qquad (7.23)$$

Таким образом, $H_{вс.\ изб.\ кр}$ определяется динамикой потока в области входа в колесо и должно подчиняться закону динамического подобия. На этом основании построено обобщение данных опыта по кавитационным испытаниям насосов.

Кавитационный коэффициент σ. Первые работы, посвященные систематическому изучению кавитации в насосах, установили основные черты природы кавитации и связь условий ее возникновения с динамикой потока. Для обобщения результатов кавитационных испытаний был предложен коэффициент σ

$$\sigma = \frac{H_{вс.\ изб.\ кр}}{H} = \frac{\Delta h_{вс\,\max}}{H}, \qquad (7.24)$$

где H — напор колеса.

Подставляя значение H из основного уравнения насоса, а $H_{вс.\ изб\ min}$ — из выражения (7. 23), имеем

$$\sigma = \frac{(w_x^2 - u_x^2)_{max}}{2u_2 v'_{u2}} = \frac{1}{2} \frac{\left[\left(\frac{w_x}{u_2}\right)^2 - \left(\frac{u_x}{u_2}\right)^2\right]_{max}}{\frac{v'_{u2}}{u_2}}, \qquad (7.\ 25)$$

откуда следует, что σ определяется исключительно отношением скоростей, т. е. остается постоянным для подобных насосов на подобных режимах. Отсюда в условиях подобия

$$\Delta h_{вс\ max} = \sigma H. \qquad (7.\ 26)$$

В случае крупных размеров насоса следует учесть поправку на разность отметок оси насоса и места возникновения минимума давлений по уравнению (7. 22)

$$H_{вс.\ изб.\ кр} = \sigma H + z_x - z_{в0}. \qquad (7.\ 27)$$

Кавитационный коэффициент быстроходности C. Кавитационный коэффициент σ оказался неудобен в применении к центробежным насосам, так как максимальное динамическое падение давления $\Delta h_{вс\ max}$ имеет место в области поступления потока в колесо и в широких границах не зависит от условий выхода из колеса. В насосах с одинаковыми условиями входа потока в колесо, но различными наружными диаметрами колес и, следовательно, различными напорами, физическое значение величины $\Delta h_{вс\ max}$ одинаково, а кавитационные коэффициенты σ различны за счет различных значений напоров. Таким образом, введение величины напора в значение коэффициента, характеризующего кавитационные качества насоса, нежелательно.

С. С. Руднев в докладе «Расчет центробежных насосов на кавитацию» на 2-м Всесоюзном съезде работников гидромашиностроения в 1935 г. [92] предложил на основании обобщения опытных данных формулу для определения $\Delta h_{вс\ max}$

$$\Delta h_{вс\ max} = 10\left(\frac{n\sqrt{Q}}{C}\right)^{\frac{4}{3}}, \qquad (7.\ 28)$$

где C — постоянная, характеризующая конструкцию насоса и находящаяся обычно в пределах 800—1000.

Четырьмя годами позже (1939 г.) Вислиценус, Ватсон и Карасик опубликовали работу, в которой подтверждают правильность формулы С. С. Руднева.

Формула С. С. Руднева (7. 28) обладает значительными преимуществами по сравнению с уравнением (7. 24). Она вскрывает зависимость $\Delta h_{вс\ max}$ от основных параметров насоса и позволяет произвести выбор числа оборотов насоса n по заданному значению подачи Q и допустимой высоте всасывания. Определяя из уравнения (7. 19) значение $H_{вс.\ изб.\ кр}$ и учитывая уравнение (7. 23), по выражению (7. 28) для заданного Q и принятого значения постоянной C можно определить допустимое число оборотов n. Повышение числа оборотов насоса допускает выполнение более легких и дешевых конструкций насоса и двигателя, однако ведет к уменьшению допустимой высоты всасывания $H_{вс.\ доп}$, что обычно приводит к увеличению строительных затрат. Поэтому выбор числа оборотов должен производиться из экономического расчета затрат на сооружение насосной установки в целом. Повышение числа оборотов без изменения $H_{вс.\ доп}$ может быть достигнуто применением многопоточных насосов,

так как в уравнение (7. 28) по смыслу должна вноситься подача одного лопастного колеса. В этом заключается одно из преимуществ многопоточных конструкций.

Другой путь повышения числа оборотов без изменения $H_{вс.\,доп}$ заключается в увеличении постоянной C, величина которой зависит от конструкции колеса. Однако формула (7. 28) не вскрывает этой зависимости. Покажем, что постоянная C также выражает идею подобия лопастных колес, но это подобие может быть ограничено лишь областью входа потока в колесо. Решим уравнение относительно C. Имеем

$$C = 5{,}62n\frac{\sqrt{Q}}{\Delta h_{вс\,\max}^{\frac{3}{4}}}. \qquad (7.\,29)$$

Формула (7. 29) по форме совпадает с выражением для определения коэффициента быстроходности колеса n_s. Различие заключается в том, что вместо напора колеса H включено динамическое падение давления $\Delta h_{вс\,\max}$. Это сходство формы уравнений дало основание назвать постоянную C кавитационным коэффициентом быстроходности.

Преобразуем уравнение (7. 23)

$$\Delta h_{вс\,\max} = \frac{(w_x^2 - u_x^2)_{\max}}{2g} = \frac{u_0^2}{2g}\left[\left(\frac{w_x}{u_0}\right)^2 - \left(\frac{u_x}{u_0}\right)^2\right]_{\max}, \qquad (7.\,30)$$

где u_0 — окружная скорость при входе в колесо, равная $\frac{\pi D_0 n}{60}$.

Выразим u_0 через подачу Q и скорость входа потока в колесо v_0

$$v_0 = \frac{Q'}{\frac{\pi}{4}\left(D_0^2 - d_в^2\right)} = \frac{4Q}{\pi D_0^2 \varkappa_0 \eta_{об}}, \qquad (7.\,31)$$

где $\varkappa_0$ — коэффициент живого сечения для входного отверстия колеса $\varkappa_0 = 1 - \left(\frac{d_{вт}}{D_0}\right)^2$;

$\eta_{об}$ — объемный к. п. д.

Из уравнения (7. 31) определим D_0

$$D_0 = 2\sqrt{\frac{1}{\pi v_0 \varkappa_0 \eta_{об}}}\sqrt{Q} = \frac{2}{\sqrt{u_0}}\sqrt{\frac{1}{\pi\frac{v_0}{u_0}\varkappa_0\eta_{об}}}\sqrt{Q}. \qquad (7.\,32)$$

Учитывая, что $D_0 = \frac{60u_0}{\pi n}$, определим из выражения (7. 32) значение окружной скорости u_0

$$u_0 = \sqrt[3]{\frac{\pi}{900\varkappa_0\eta_{об}\frac{v_0}{u_0}}}\sqrt[3]{Qn^2}. \qquad (7.\,33)$$

Из уравнений (7. 30) и (7. 33) имеем

$$\Delta h_{вс\,\max} = \frac{\frac{\pi^{2/3}}{2g}\left[\left(\frac{w_x}{u_0}\right)^2 - \left(\frac{u_x}{u_0}\right)^2\right]_{\max}}{\left(900\varkappa_0\eta_{об}\frac{v_0}{u_0}\right)^{2/3}}\left(n\sqrt{Q}\right)^{4/3}. \qquad (7.\,34)$$

Сопоставляя выражения (7. 34) и (7. 28) и решая относительно кавитационного коэффициента C, получим

$$C = 880\frac{\sqrt{\frac{v_0}{u_0}\varkappa_0\eta_{об}}}{\left[\left(\frac{w_x}{u_0}\right)^2 - \left(\frac{u_x}{u_0}\right)^2\right]^{3/4}}. \qquad (7.\,35)$$

Для колес с подобными условиями входа кавитационные коэффициенты быстроходности одинаковы, так как в уравнении (7. 35) фигурируют отношения скоростей потока в области входа в колесо. Одновременно оно показывает, что при прочих равных условиях коэффициент C уменьшается с уменьшением $\varkappa_0$, т. е. с увеличением относительного диаметра втулки колеса.

Введение понятия о кавитационном коэффициенте быстроходности C представляет существенный шаг вперед при оценке кавитационных свойств колеса. Но все же и он не дает указаний о конструктивных путях улучшения этих свойств.

42. Приближенные методы расчета динамического падения давления

Разложение динамического падения давления Δh на составляющие. Кавитационный коэффициент σ служит для обобщения данных кавитационных испытаний на основе закона механического подобия. Эти данные могут быть использованы для совершенствования конструктивных форм лопастных колес при наличии хотя бы приближенной системы расчета. Естественно, что появились попытки установить связь между динамическими падениями давления Δh и конструкцией. Пфлейдерер [86] представляет полную величину динамического падения давления в потоке как сумму трех составляющих

$$\Delta h = \Delta h' + \Delta h'' + \Delta h''', \qquad (7.\ 36)$$

где $\Delta h'$ — среднее падение давления, возникшее вследствие совершаемой лопастью работы, т. е. наличия перепада давления на ней;

$\Delta h''$ — падение давления, связанное с возникновением меридианной составляющей скорости;

$\Delta h'''$ — падение давления, обусловленное местным повышением относительной скорости при обтекании контура входной кромки лопасти.

Такое деление полной величины динамического падения давления на слагаемые, связанные с основной характеристикой конструкции колеса, весьма желательно. Оно по своей идее открывает путь для воздействия на величину Δh соответствующим изменением конструкции. Однако это деление является чисто умозрительным и не связано с гидродинамикой потока в колесе. Разложение на составляющие, как это было показано выше (п. 17), принципиально может быть выполнено только для относительного движения. Такими составляющими являются: скорость потока протекания, скорость потока вытеснения и скорость чисто циркуляционного потока. Эти составляющие должны суммироваться геометрически. Однако отыскание их даже приближенными методами в общем случае встречается с не преодоленными до настоящего времени трудностями. Кроме того, возможность разложения скорости на геометрические составляющие ни в какой мере не может явиться обоснованием для разложения давления на составляющие. Естественно, что такой гидравлический подход к анализу динамики потока в лопастном колесе не оправдал себя. А поэтому изложенный метод приближенного расчета также не оправдал себя и не получил распространения.

Формула ВИГМ для $\Delta h_{вс\,\max}$. В целях установления зависимости $\Delta h_{вс\,\max}$ от основных конструктивных характеристик лопастного колеса, Всесоюзный научно-исследовательский институт гидромашиностроения рекомендует пользование формулой [61]

$$\Delta h_{вс\,\max} = m\frac{v_0^2}{2g} + n\frac{w_1^2}{2g}, \qquad (7.\ 37)$$

где v_0 — средняя абсолютная скорость при входе потока в колесо;
w_1 — средняя относительная скорость при поступлении потока на лопасти;
m — опытный коэффициент, характеризующий возрастание скорости входа в колесо по сравнению с ее средним значением;
n — то же для относительной скорости.

Формула (7. 37) может быть получена из уравнения (7. 23) следующим путем. Так как из плана скоростей в условиях безударного входа

$$w_1^2 = u_1^2 + v_1^2,$$

то

$$\Delta h_{вс\,\max} = \frac{(w_x^2 - u_x^2)_{\max}}{2g} = \frac{v_1^2}{2g} + \frac{(w_x^2 - u_x^2)_{\max}}{2g} - \frac{w_1^2 - u_1^2}{2g}, \qquad (7.38)$$

где v_1 — абсолютная скорость потока при безударном поступлении на входную кромку лопасти у ведомого диска колеса;
w_1 и u_1 — относительная и окружная скорости в той же точке.

Если положить, что минимум давления в области колеса возникает у ведомого диска в непосредственной близости от входной кромки, то можно приближенно принять

$$u_x = u_1.$$

Тогда выражение (7. 38) получит вид

$$\Delta h_{вс\,\max} = \frac{v_1^2}{2g} + \frac{w_{x\,\max}^2 - w_1^2}{2g} =$$

$$= \frac{v_0}{2g}\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2 + \frac{w_1^2}{2g}\left(\frac{w_{x\,\max}^2}{w_1^2} - 1\right) = m\,\frac{v_0^2}{2g} + n\,\frac{w_1^2}{2g}, \qquad (7.39)$$

из которого видно, что коэффициенты m и n являются функциями отношения скоростей. Очевидно, что для подобных условий на входе потока в лопастное колесо коэффициенты m и n сохраняют свое значение. Так как обычно относительная скорость w_1 примерно в 2,5 раза больше скорости v_0, то основное влияние на величину динамического падения давления $\Delta h_{вс\,\max}$ оказывает значение w_1. Отсюда основным путем для уменьшения $\Delta h_{вс\,\max}$ и улучшения кавитационных качеств лопастного колеса является уменьшение относительной скорости при поступлении потока на лопасти. По ходу вывода очевидно, что уравнение (7. 39) применимо для условий безударного поступления потока на лопасти или условий, близких к ним. В противном случае коэффициенты m и n должны обнаруживать значительную зависимость от величины угла атаки. В условиях, близких к безударному входу, для коэффициентов m и n могут быть рекомендованы ориентировочные значения: $m = 1{,}0 \div 1{,}2$ и $n = 0{,}3 \div 0{,}4$.

Более общим является способ определения полного динамического падения давления из уравнения Бернулли для относительного движения от входного сечения (см. рис. 114) до точки x с минимумом давления. Из формулы (7. 21) можно написать

$$\Delta h_{вс} = \frac{w_x^2 - u_x^2}{2g} + h_{w,\,в-x} + \frac{u_1 v_{u\,1}}{g}. \qquad (7.40)$$

Из плана скоростей

$$w_1^2 = u_1^2 + v_1^2 - 2u_1 v_{u\,1},$$

откуда

$$w_1^2 - u_1^2 = v_1^2 - 2u_1 v_{u\,1}. \qquad (7.41)$$

Тогда выражение (7. 40) с учетом уравнения (7. 41) может быть представлено в виде

$$\Delta h_{вс} = \frac{w_x^2 - w_1^2}{2g} - \frac{u_x^2 - u_1^2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} + h_{w,\, в-х}. \qquad (7.42)$$

Переходя к отношению скоростей, получим

$$\Delta h_{вс} = \left[\left(\frac{w_x}{w_1}\right)^2 - 1\right]\frac{w_1^2}{2g} - \left[\left(\frac{u_x}{u_1}\right)^2 - 1\right]\frac{u_1^2}{2g} + \left(\frac{v_1^2}{v_{m0}}\right)^2\frac{v_{m0}^2}{2g} + h_{w,\, в-х}. \qquad (7.43)$$

Обозначим

$$n = \frac{w_x^2}{w_1^2} - 1; \qquad (7.44)$$

$$m = \frac{v_{m1}^2 + v_{u1}^2}{v_{m0}^2} = \left(\frac{v_{m1}}{v_{m0}}\right)^2 + \left(\frac{v_{u1}}{v_{m0}}\right)^2 = K_1^2\left(\frac{v'_{m1}}{v_{m0}}\right)^2 + \left(\frac{v_{u1}}{v_{m0}}\right)^2. \qquad (7.45)$$

Тогда формула (7. 43) с учетом (7. 44) и (7. 45) получает вид

$$\Delta h_{вс} = n\frac{w_1^2}{2g} + m\frac{v_{m0}^2}{2g} + h_{w,\, в-х}. \qquad (7.46)$$

Величины n и m имеют значения, приведенные выше.

Уравнение (7. 46) позволяет при заданных значениях n и m найти оптимальные величины угла β_1 и закрутки потока перед рабочим колесом v_{u1}. Аналогичный анализ выполнен К. Пфлейдерером [86], который рекомендует $\beta_{1,\,0опт} = 18°$.

Обобщение данных опыта сопоставлением с упрощенной теоретической моделью. Опыт показывает, что кавитационные свойства лопастных колес улучшаются при недогрузке насосов, т. е. в условиях наличия угла атаки при поступлении потока на лопасти колеса. Это обстоятельство в еще большей мере осложняет требования к расчету $\Delta h_{вс\,max}$, вызывая необходимость анализа в зависимости от нагрузки насоса. До настоящего времени наиболее ценными являлись системы расчета, в основе которых лежат представления о полном или частичном подобии потоков в области входа в колесо. Попытки расчета величины динамического падения давления в потоке на основе элементарной гидравлической теории оказались мало успешными.

В 1941 г. автор произвел анализ величины максимального динамического падения давления $\Delta h_{вс\,max}$ на основе применения гидромеханики идеальной жидкости к потоку в области колеса при различных режимах работы насоса.

Пользуясь возможностью разложения потенциальной функции абсолютной скорости в области колеса на составляющие, представим относительную скорость как геометрическую сумму скоростей: потока протекания $Q\vec{v}_Q$, циркуляционного потока $\Gamma_л \vec{v}_{Гл}$, потока вытеснения $\omega\vec{v}_\omega$ и переносной скорости $\vec{u} = \vec{\omega} r$ [см. уравнение (2. 122)]

$$\vec{w} = \vec{v} - \vec{u} = Q\vec{v}_Q + \Gamma_л\vec{v}_{Гл} + \omega\vec{v}_\omega - \vec{u}. \qquad (7.47)$$

При этом циркуляция скорости Γ_1 потока до поступления в лопастное колесо принята равной нулю (осевое поступление потока).

Учитывая линейную зависимость циркуляции скорости $\Gamma_л$, создаваемой лопастью, от подачи Q и угловой скорости ω [формула (2. 116)], получим

$$\vec{w} = Q\left(\vec{v}_Q + a_1\vec{v}_{\Gamma л}\right) + \omega\left(\vec{v}_\omega + \vec{b}_1 v_{\Gamma л} - \frac{\vec{u}}{\omega}\right). \quad (7.48)$$

Определим величину подачи Q_0, отвечающую условию безударного поступления потока на лопасть, т. е. условию разветвления потока в точке с минимальным радиусом кривизны входной кромки профиля. Рассматривая в целях перехода от векторного суммирования к алгебраическому радиальную составляющую скорости, имеем

$$w_{1r} = Q_0\left(v_{Q,\,1r} + a_1 v_{\Gamma л,\,1r}\right) + \omega\left(v_{\omega,\,1r} + b_1 v_{\Gamma л,\,1r}\right) = 0,$$

откуда

$$Q_0 = -\omega\frac{v_{\omega,\,1r} + b_1 v_{\Gamma л,\,1r}}{v_{Q,\,1r} + a_1 v_{\Gamma л,\,1r}} = A\omega. \quad (7.49)$$

Таким образом, подача безударного поступления потока в колесо Q_0 пропорциональна угловой скорости ω.

Введем понятие коэффициента нагрузки насоса $q_{вс} = \frac{Q}{Q_0}$, представляющего собой отношение подачи насоса Q к подаче безударного входа Q_0. Тогда выражение (7. 48) примет вид

$$\vec{w} = Q_0\left[q_{вс}\left(\vec{v}_Q + a_1\vec{v}_{\Gamma л}\right) + \frac{\vec{v}_\omega + b_1\vec{v}_{\Gamma л} - \frac{\vec{u}}{\omega}}{A}\right]. \quad (7.50)$$

Из уравнения (7. 50) следует, что относительная скорость для какой-либо точки области данного колеса при изменении режима насоса представляет собой функцию только от коэффициента нагрузки $q_{вс}$ (все остальные величины, входящие в уравнение (7. 50), зависят только от геометрической формы колеса). Отсюда обобщение опытных данных о максимальном динамическом падении давления $\Delta h_{вс\,\max}$ при различных режимах работы насоса должно осуществляться в функции параметра $q_{вс}$. Рассмотрим характер изменения относительных скоростей в области поступления потока в колесо при изменении подачи.

Из теории гармонических функций, к которым относятся потенциальные функции скорости для потока несжимаемой жидкости, известно, что максимум скорости достигается на границах области, т. е. в данном случае — на обтекаемой поверхности колеса. Поэтому минимум давления должен возникать на поверхности лопасти, где и следует рассмотреть значения скоростей. Поток протекания (см. рис. 40) имеет точку разветвления a в области входа на всасывающей стороне лопасти. В этой точке $\vec{v}_Q = 0$ [см. уравнение (7. 47)], и при всех режимах работы колеса относительная скорость представляет собой сумму только двух составляющих: относительного потока вытеснения $\left(\omega\vec{v}_\omega - \vec{u}\right)$ и чисто циркуляционного потока $\Gamma_л v_{\Gamma л}$. Составляющая скорости относительного потока вытеснения не зависит от подачи, а составляющая скорости чисто циркуляционного потока с уменьшением подачи растет в той же мере, что и теоретический напор лопастного колеса. Таким образом, в точке a разветвления потока протекания относительная скорость с уменьшением $q_{вс}$ имеет тенденцию к возрастанию. В части контура лопасти от точки a до входной кромки скорости потока протекания имеют направление, обратное скоростям относительного потока вытеснения и чисто циркуляционного потока.

Поэтому уменьшение подачи ведет к увеличению относительных скоростей в этой части контура профиля лопасти. От точки a в сторону к выходной кромке все три компонента относительной скорости имеют одинаковое направление, так что уменьшение подачи ведет к уменьшению результирующей относительной скорости. Если предположить, что наибольшее динамическое падение давления в потоке $\Delta h_{вс\,max}$ возникает на контуре лопасти в области от входной кромки до точки a, то уменьшение подачи должно приводить к увеличению $\Delta h_{вс\,max}$. Этот вывод противоречит данным опыта, так как испытания показывают уменьшение $\Delta h_{вс\,max}$ с убыванием подачи. Несоответствие опыта качественным результатам теоретического исследования может быть объяснено различными предположениями.

1. Поток жидкости в области входа в колесо при режимах, отличных от безударного, перестает быть потенциальным. На входной кромке лопасти происходит образование свободных вихрей, которые могут привести к полному отрыву потока от поверхности лопасти. Очевидно, что в этих условиях схема потенциального потока не может полностью совпадать с данными опыта. Наблюдения над потоком в области входа в колесо при частичных нагрузках полностью подтверждают как вихреобразование, так и отрыв потока от поверхности лопасти, что в определенных условиях сопровождается возникновением противотоков.

2. Возрастание относительной скорости при уменьшении нагрузки колеса на участке от входной кромки (точки с минимальным радиусом кривизны) до точки разветвления потока протекания носит настолько местный характер, что не сопровождается кавитационными явлениями. Опыт показывает возможность возникновения отрицательных давлений в быстротекущей воде. Локализованный максимум скоростей на поверхности лопасти может смягчаться также явлениями в пограничном слое. При таком предположении кавитация должна возникать в области за точкой разветвления a, где скорости потока убывают с уменьшением нагрузки колеса.

На основе изложенного приходится признать, что в условиях частичных нагрузок удовлетворительной расчетной схемы потока при входе в колесо в настоящее время еще нет. Поэтому в дальнейшем принят путь приближенного расчета максимального динамического падения давления $\Delta h_{вс\,max}$ лишь для условий безударного поступления потока в лопастное колесо. Экспериментальные данные об изменении $\Delta h_{вс\,max}$ в зависимости от нагрузки $q_{вс}$ колеса могут быть обобщены для различных конструктивных типов колес на основе закона о динамическом подобии.

Для центробежного насоса примем в качестве элементарной схемы конструкции колесо с плоскопараллельными стенками и лопастями, изогнутыми по логарифмической спирали (см. рис. 37). В условиях безударного входа поток жидкости при поступлении в область колеса не претерпевает резкого изменения направления. В первом приближении угол наклона относительных скоростей $\beta_{1,0}$ во всех точках окружности, проходящей через входные кромки лопастей, может быть принят равным углу наклона средней линии лопасти β_1, т. е. по направлению поток может быть принят осесимметричным (см. рис. 47). При такой схеме движения потока определим максимальное динамическое падение давления в потоке $\Delta h_{вс\,max}$ в непосредственной близости от входной кромки лопасти.

Выделим бесконечно малый кольцевой элемент потока сечением $df = drdb$ (см. рис. 37) и применим к нему уравнение моментов количества движения

$$M = df \cdot \Delta p \cdot Zr = \frac{\gamma\, dQ}{g} \cdot \frac{\partial (v_u r)}{\partial r}\, dr, \tag{7.51}$$

где Δp — разность давлений по обе стороны лопасти;
Z — число лопастей;
dQ — элементарный расход жидкости;
dr — элемент проекции длины линии тока на радиус;
db — элемент высоты колеса.

Заменяя в уравнении (7. 51) df и dQ через dr и db, получим

$$dr \cdot db \cdot \Delta p \cdot Zr = \gamma \frac{\varkappa}{g} 2\pi r \cdot db \cdot v_m \frac{\partial (v_u r)}{\partial r},$$

откуда перепад давлений

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{\varkappa}{g} \cdot \frac{2\pi}{Z} v_m \frac{\partial (v_u r)}{\partial r}. \qquad (7.52)$$

Определим $\frac{\partial (v_u r)}{\partial r}$. Величина момента скорости

$$v_u r = r\left(u - \frac{v_m}{\operatorname{tg}\beta}\right). \qquad (7.53)$$

Учитывая, что в плоскопараллельном потоке $v_m r = \text{const} = v_m r_1$ и что при лопастях, загнутых по логарифмической спирали, $\beta = \beta_1 = \text{const}$, получим

$$\frac{\partial (v_u r)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\omega - \frac{v_{m\,1} r_1}{\operatorname{tg}\beta_1}\right) = 2r\omega = 2u. \qquad (7.54)$$

Относя значение производной ко входной кромке лопасти, имеем

$$\frac{\partial (v_u r)}{\partial r} = 2u_1. \qquad (7.55)$$

Из уравнений (7. 52) и (7. 55) получим

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{\varkappa}{g} \cdot \frac{4\pi}{Z} v_{m\,1} u_1. \qquad (7.56)$$

Составляя уравнение энергии в относительном движении для точек, расположенных с двух сторон одной и той же лопасти, получим

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{w_{\max}^2 - w_{\min}^2}{2g} = \frac{w_{\max} + w_{\min}}{2} \cdot \frac{\Delta w}{g} = \frac{w \Delta w}{g}, \qquad (7.57)$$

здесь w — среднее значение относительной скорости.

Из уравнений (7. 56) и (7. 57)

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{4\pi\varkappa_1}{Z} \cdot \frac{v_{m\,1}}{w_1} \cdot \frac{u_1}{w_1} = 2\frac{\varkappa_1\pi}{Z} 2\sin\beta_1\cos\beta_1 = 2\frac{\varkappa_1\pi}{Z}\sin 2\beta_1. \qquad (7.58)$$

Определим максимальное значение относительной скорости при поступлении потока на лопасть

$$w_{\max} = w_1 + \frac{\Delta w}{2} = w_1\left(1 + \frac{\varkappa_1\pi}{Z}\sin 2\beta_1\right). \qquad (7.59)$$

Максимальное теоретическое значение динамического падения давления $\Delta h_{m.\,вс\,\max}$ при безударном входе

$$\Delta h_{m.\,вс\,\max} = \frac{w_{\max}^2 - u_1^2}{2g} = \frac{u_1^2}{2g}\left[\left(\frac{w_1}{u_1}\right)^2\left(1 + \frac{\varkappa_1\pi}{2}\sin 2\beta_1\right)^2 - 1\right] =$$

$$= \frac{u_1^2}{2g}\left[\frac{1}{\cos^2\beta_1}\left(1 + \frac{\varkappa_1\pi}{Z}\sin 2\beta_1\right)^2 - 1\right]. \qquad (7.60)$$

Сопоставим теоретическое значение максимального динамического падения давления с экспериментальными данными.

Обозначим

$$\psi = \frac{H_{вс.\ изб\cdot\ кр}}{\Delta h_{т.\ вс\ \max}}. \qquad (7.61)$$

На рис. 115 даны значения ψ_0 в зависимости от β_1 для режима безударного входа. Колеса с цилиндрическими лопастями дают среднее значение $\psi_0 = 0{,}75$; колеса с пространственными лопастями — $\psi_0 = 0{,}45$ вне определенной зависимости от угла входа β_1. Устойчивость коэффициента ψ_0 при различных значениях β_1 можно рассматривать как свидетельство того, что уравнение (7. 60) выражает основные черты явления.

На рис. 116 дана зависимость ψ от коэффициента нагрузки $q_{вс}$. Колеса с пространственными лопастями дают значения ψ меньшие, чем с цилиндрическими. При перегрузке коэффициент ψ быстро возрастает. Очевидно, что кривые, изображенные на рис. 116, выражают осредненные типичные кривые для различных серий колес. При малых нагрузках условия подвода потока к колесу сильно отражаются на форме зависимости ψ от $q_{вс}$.

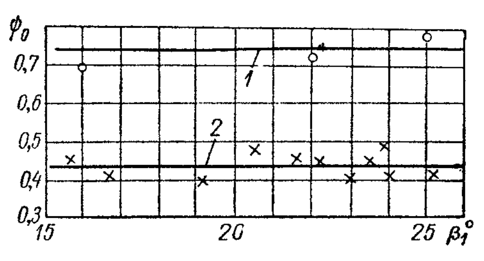


Рис. 115. Зависимость ψ_0 от β_1:

1 — для колес с цилиндрическими лопастями; 2 — для колес с лопастями двойной кривизны

Рис. 116. Зависимость ψ от $q_{вс}$:

——— × ——— × — для колес с цилиндрическими лопастями насосов ЛМЗ им. XXII съезда КПСС; ————— — для колес с лопастями двойной кривизны; цифры у кривых означают степень срыва в %; ——○——○ — при установке направляющих ребер в подводящем канале

43. Пути повышения кавитационного коэффициента быстроходности

Предварительное закручивание потока. Максимальное динамическое падение давления $\Delta h_{вс\ \max}$ определяется, согласно уравнению (7. 23), наибольшим значением относительной скорости потока при входе в колесо. Уменьшение среднего значения относительной скорости путем введения угла атаки при поступлении потока на лопасть, как это было показано разложением потенциального потока на составляющие (7. 47), не ведет к уменьшению местного значения максимума относительной скорости при обтекании входной кромки профиля лопасти. Тем же методом можно показать, что предварительное закручивание потока (введение Γ_1) может обеспечить уменьшение максимума относительной скорости. Однако из уравнения (7. 21) следует, что закручивание потока с помощью специального входного направляющего аппарата, в свою очередь, ведет к увеличению $\Delta h_{вс\ \max}$ на величину $\frac{u_1 v_{u\,1}}{g}$. Поэтому предварительное закручивание может быть использовано для уменьшения динамического падения давления $\Delta h_{вс\ \max}$ лишь в том случае, если оно осуществлено не за счет собственной энергии потока, поступающего в колесо, а за счет работы внешних для системы сил.

Такое закручивание может быть осуществлено путем смешения основного потока с некоторым вторичным потоком, обладающим вращательным движением. Эта принципиальная схема использована в конструкции, показанной на рис. 117. В колесах с пространственными при входе лопастями, при малых коэффициентах нагрузки ($q < 0{,}4$), возникают, как показывает опыт, обратные токи в области входа потока в колесо. Жидкость, вышедшая из колеса обратно в область всасывания, обладает значительной окружной скоростью и, смешиваясь с основным потоком, поступающим в колесо, закручивает его. Во избежание распространения в область всасывающего канала возникающего таким путем осевого вихря устанавливается решетка радиальных плоских ребер. Испытания таких конструкций показывают значения кавитационного коэффициента быстроходности $C = 1200 \div 1500$, что значительно превосходит обычные значения 800—900.

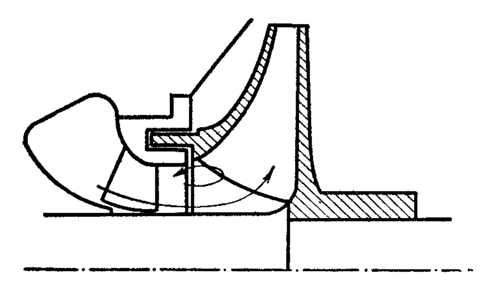


Рис. 117. Конструкция колеса для подкрутки потока на входе

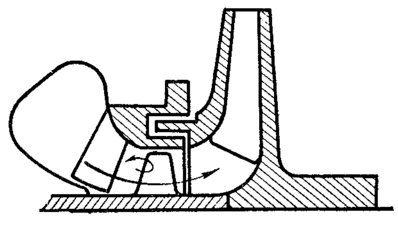


Рис. 118. Установка предвключенного осевого колеса

В целях обеспечения высоких значений гидравлического к. п. д., скорости в области выхода из колеса доводятся до нормальных значений.

Установка предвключенного осевого лопастного колеса. В тех случаях, когда по технологическим соображениям выполнение колеса с пространственными лопастями нецелесообразно, повышение кавитационного коэффициента быстроходности насоса может быть обеспечено установкой предвключенного осевого колеса (рис. 118). Кавитационные условия работы основного колеса с цилиндрическими лопастями улучшаются за счет повышения давления и возникновения окружной составляющей скорости в предвключенном осевом колесе. Выбирая малые коэффициенты нагрузки для осевого колеса, улучшают тем самым кавитационные условия его работы за счет возникновения противотоков и соответствующей закрутки основного потока по схеме, изображенной на рис. 118. Эта схема включения лопастных колес также создает возможность повышения кавитационного коэффициента быстроходности до значений $C = 1200 \div 1400$. Для некоторых специальных конструкций насосов с предвключенным осевым колесом удается поднять величину коэффициента C до очень высоких значений $C = 2500 \div 3000$ и выше [6, 36, 37, 38].

Колеса с вихревым отрывом потока от поверхности лопасти. Одним из экспериментально установленных путей для повышения кавитационного коэффициента быстроходности колес является развитие ширины лопасти при входе в направлении оси (рис. 119). Сечение потока $f_1 = \pi D_0 b_1$ при входе на лопасть при этом выполняется значительно большим, чем сечение $f_0 = \frac{\pi}{4}\left(D_0^2 - d_{вт}^2\right)$ при входе в колесо.

В рассматриваемом примере $\frac{f_1}{f_0} = 2{,}5$. Вследствие этого коэффициент нагрузки при поступлении потока на лопасти существенно снижается, одновременно уменьшается и окружная скорость u_0. Если учесть, что

при малых значениях $q_{вс}$ максимум относительной скорости в первую очередь определяется величиной u_0, то уменьшение значения u_0 при понижении q является целесообразным для повышения кавитационного коэффициента быстроходности колеса. Входные кромки лопастей расположены наклонно к оси и выполнены заостренными. Этим исключается возникновение противотоков даже при малых значениях коэффициента нагрузки, что предупреждает развитие осевого вихря до поступления потока на лопасти. Однако заостренная необтекаемая форма кромок приводит к срыву потока с поверхности лопасти, вследствие чего поле скоростей в области входа в колесо приобретает отличную от потенциального потока структуру,

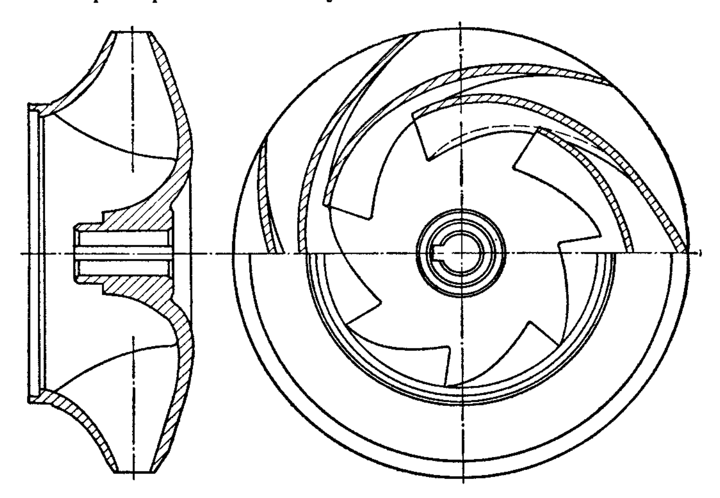


Рис. 119. Колесо с вихревым срывом потока с входных кромок лопастей

причем характерного для обтекания профиля лопасти минимума давлений не возникает. Нестационарное вихревое движение потока в области входа ведет к интенсивному его перемешиванию. Ускорение частиц жидкости, вновь поступающих в область колеса, в значительной мере осуществляется за счет обмена количества движения с частицами, уже побывавшими в области колеса. Кавитационный коэффициент быстроходности для такого типа колеса доходит до 2200—2500. Однако очевидно, что нестационарные формы движения жидкости сопровождаются увеличением гидравлических потерь. В целях предупреждения возникновения противотоков и связанных с ними процессов гидравлического торможения, на выходе из колеса скорости увеличивают, доводя до нормальных значений. Меридианное сечение области колеса приобретает специфическую бочкообразную форму.

Описанные пути повышения кавитационного коэффициента быстроходности лопастных колес центробежных насосов показывают, что в этой области предстоит еще большая теоретическая и экспериментальная работа.

ГЛАВА 8

СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ЛОПАСТНЫЕ КОЛЕСА НАСОСОВ, И ИХ УРАВНОВЕШИВАНИЕ

44. Осевая сила

В работающем насосе лопастные колеса подвержены действию различных сил, достигающих иногда значительной величины. Кроме того, ротор насоса находится в состоянии установившегося вращательного движения. Тогда, согласно началу Даламбера, все силы, действующие на него, должны быть уравновешены, что требует специальных мероприятий, существенно влияющих на конструкцию насоса. Для определения условий равновесия ротора в целом необходимо выяснение сил, действующих на отдельное лопастное колесо. Эти силы разделяются: 1) на массовые — сила тяжести и сила инерции (центробежные силы и силы, вызванные наличием кориолисового ускорения); 2) поверхностные — взаимодействие поверхности колеса с потоком жидкости и реакции в месте крепления колеса на валу.

Сила тяжести колеса приложена в его центре тяжести. При заполнении насоса жидкостью вес колеса разгружается за счет гидростатических давлений по поверхности колеса, равнодействующая которых по закону Архимеда равна весу вытесненной колесом жидкости, направлена вертикально вверх и приложена также к центру тяжести объема колеса.

Силы инерции лопастного колеса, вращающегося с постоянной угловой скоростью ω, приводятся в общем виде к центробежной силе F_c и моменту L. Центробежная сила

$$F_c = \frac{G}{g}\,\omega^2 r_{ц.\,т},$$

где $\frac{G}{g}$ — масса колеса;

$r_{ц.\,т}$ — расстояние от центра тяжести колеса до оси вращения.

Момент L возникает в месте крепления колеса на валу, когда главная ось инерции не совпадает с осью вращения (рис. 120); это приводит к появлению дополнительных реакций в опорах вала и к его изгибу. Вектор момента L нормален плоскости xz, определяемой пересечением оси вращения и главной оси инерции; его величина

$$L_y = \int\limits_v \varrho\, dv\omega^2 xz = J_{x,\,z}\omega^2,$$

где $J_{x,\,z} = \int\limits_v \varrho\, dvxz$ — момент инерции.

Теоретически лопастное колесо строго симметрично относительно оси вращения, центр тяжести его лежит на этой оси ($r_{ц.т} = 0$), главная ось инерции совпадает с осью вращения, и, следовательно, центробежный момент инерции $J_{x,z}$ равен нулю. Таким образом, в точно выполненном лопастном колесе все силы инерции приводятся к нулю. В действительности ось расточки может не совпадать с положением центра тяжести, а направление ее может составлять некоторый угол с главной осью инерции.

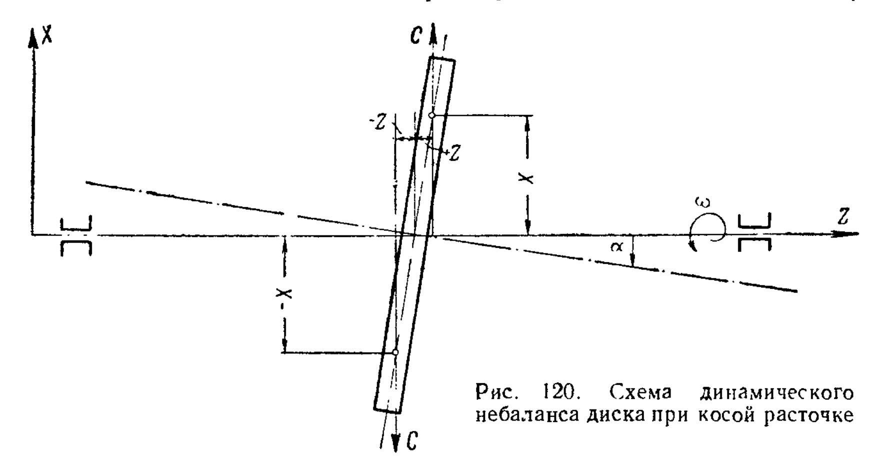


Рис. 120. Схема динамического небаланса диска при косой расточке

С целью приведения центра тяжести колеса к оси расточки производится специальная операция — статическая балансировка. Совмещение оси инерции с осью расточки и приведение тем самым центробежного момента инерции к нулю может быть обеспечено лишь динамической балансировкой на специальном станке. Динамическая балансировка обычно осуществляется для ротора в целом.

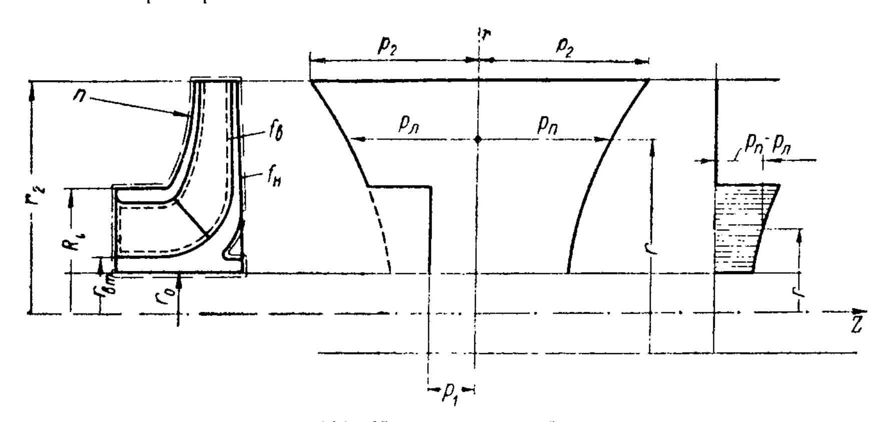


Рис. 121. К расчету осевой силы

Величина осевой силы. Поверхностные силы, возникающие вследствие действия потока на колесо, в целях исследования удобно разделить на силы, действующие на внешнюю поверхность, и силы, действующие на внутреннюю поверхность (рис. 121). Для образования замкнутых областей при делении поверхности f колеса на внешнюю $f_н$ и внутреннюю $f_в$ необходимо в их состав ввести контрольные сечения потока при входе и выходе из колеса. Однако контрольные сечения попадают в состав внешней и внутренней поверхностей. Силы давления на них имеют разные знаки, так как

направлены по внешним нормалям к поверхности, вследствие чего при суммировании они взаимно уничтожаются, как попарно равные и противоположные. Отсюда

$$f = f_н + f_в.$$

Внешняя поверхность колеса имеет форму поверхности вращения. Силы гидродинамического давления, если пренебречь трением, направлены нормально к поверхности. В условиях расчетного режима, когда распределение давлений по наружной поверхности в достаточной мере симметрично относительно оси вращения, радиальные составляющие силы гидродинамического давления для элементов поверхности, расположенных симметрично относительно оси, попарно равны, противоположны по направлению и, следовательно, взаимно уравновешиваются. Поэтому равнодействующая сил гидравлического давления на расчетном режиме направлена по оси. Поперечные составляющие сил гидродинамического давления возникают лишь в условиях нарушения осевой симметрии потока, т. е. при недогрузке и перегрузке насоса.

Величина осевой силы $F_{zн}$, действующей на наружную поверхность колеса, может быть определена непосредственно интегрированием

$$F_{zн} = \int_{f_н} p\,df \cos(n, \widehat{\ } z), \tag{8.1}$$

где n — нормаль к элементу поверхности;
p — величина гидродинамического давления.

Величина $df \cos(n, \widehat{\ } z)$ представляет собой проекцию элемента поверхности df на плоскость, нормальную оси вращения z, и может быть обозначена df_z. Поле давлений в рассматриваемом случае принимается осесимметричным, и, следовательно, давление p является функцией только радиуса r; поэтому элементарная поверхность df_z может быть принята в форме кольца $2\pi r dr$.

При выбранном направлении оси z внешняя нормаль к левой части наружной поверхности составляет с осью z угол, меньший 90°, и проекция элементарной площадки имеет положительный знак; для правой части внешней поверхности проекция площадки отрицательна. По цилиндрической части поверхности при выходе из колеса ($r = R_2$) и по расточке в месте посадки на вал ($r = r_0$) нормаль к поверхности перпендикулярна оси вращения, так что проекция df_z этих поверхностей равна нулю. Следовательно,

$$F_{zн} = \int_{f_d} p\,df \cos(n, \widehat{\ } z) = \int_{r_{вт}}^{r_2} p_л 2\pi r\,dr -$$

$$- \int_{r_{вт}}^{r_2} p_п 2\pi r\,dr = \int_{r_{вт}}^{r_2} (p_л - p_п)\, 2\pi r\,dr, \tag{8.2}$$

где $p_л$ и $p_п$ — соответственно давление на левую и правую сторону внешней поверхности колеса.

Величина давлений $p_л$ и $p_п$ зависит от движения жидкости в области между наружной поверхностью колеса и стенкой корпуса, которое определяется двумя факторами: трением о стенки корпуса и колеса и инерцией потока. Как было установлено при рассмотрении объемных потерь (см. п. 35), распределение скоростей в потоке между колесом и корпусом определяется дифференциальным уравнением (5. 50), которое не интегрируется в общем виде. Решение может быть получено в аналитической

форме лишь для двух предельных случаев: 1) нормальной работы уплотнений, когда утечки незначительны, а инерционные явления исчезающе малы в сравнении с моментами сил трения; 2) аварийного износа уплотнений, когда утечки велики и момент инерции начального вращательного движения жидкости преобладает над моментами трения о стенки. Очевидно, что в условиях частичного износа уплотнений устанавливаются формы движения жидкости, промежуточные между этими двумя предельными случаями. Устройства для разгрузки осевой силы в насосе должны обеспечивать надежную его работу как в нормальных эксплуатационных условиях, так и в случае значительного износа уплотнений. В противном случае износ уплотнений будет приводить к аварии устройств, уравновешивающих осевую силу, что недопустимо.

Как указывалось в п. 35, в условиях нормального состояния уплотнений жидкость с той и другой стороны колеса движется одинаково с угловой скоростью, равной половине угловой скорости колеса, причем давления слева и справа колеса (рис. 121) в пределах от r_2 до R_l определяются уравнением (5. 55) и равны между собой. В пределах от R_l до $r_{вт}$ давление слева равно давлению при входе в колесо, а справа — по-прежнему определяется уравнением (5. 55). Таким образом, разность давлений $p_л - p_п$, входящая в интеграл (8. 2), в пределах интегрирования от r_2 до R_l равна нулю, и эпюра разности давлений получит вид, представленный на рис. 121 справа. Осевая сила

$$F_{zн} = \int_{r_{вт}}^{R_l} (p_л - p_п)\, 2\pi r\, dr = \int_{r_{вт}}^{R_l} \left\{ p_1 - \left[p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g}\left(1 - \frac{r^2}{r_2^2}\right)\right]\right\} 2\pi r\, dr = -\gamma\pi\left(R_l^2 - r_{вт}^2\right)\left[H_p - \frac{u_2^2}{8g}\left(1 - \frac{R_l^2 + r_{вт}^2}{2r_2^2}\right)\right]. \qquad (8.3)$$

Знак минус означает, что осевая сила направлена справа налево против положительного направления оси z.

Осевая составляющая сил гидродинамического давления на внутреннюю поверхность не может быть получена непосредственно интегрированием, как это было сделано для внешней поверхности, так как не известен закон распределения гидродинамических давлений по внутренней поверхности колеса, в которую входят поверхности рабочих лопастей. Результирующая осевая сила $F_{zв}$ может быть найдена с помощью уравнения количества движения подобно тому, как был вычислен результирующий момент взаимодействия лопастного колеса с потоком при выводе основного уравнения лопастных машин. Опуская промежуточные выкладки, которые усложняются неустановившимся характером абсолютного движения в области колеса, напишем по аналогии с уравнением (2. 37)

$$-F_{zв} = \frac{G}{g}(\bar{v}_{z2} - \bar{v}_{z1}), \qquad (8.4)$$

где G — весовая подача лопастного колеса, $G = \gamma Q'$;

$\bar{v}_{z2}$ и $\bar{v}_{z1}$ — соответственно средние значения осевой составляющей абсолютной скорости при выходе потока из колеса и при входе в него.

В уравнение количества движения входит сила, действующая на поток. В выражение (8. 4) мы ввели силу, с которой поток действует на колесо, т. е. обратную по направлению.

Для лопастных колес центробежного типа с радиальным выходом поток $\bar{v}_{z\,2} = 0$, и уравнение (8. 4) принимает вид

$$F_{z\,в} = \frac{\gamma Q'}{g}\bar{v}_{z\,1} = \frac{\gamma Q'}{g}v_{01}, \qquad (8.\,5)$$

так как $v_{z\,1} = v_{01}$ — скорость входа потока в колесо. Сила $F_{z\,в}$ положительна, т. е. направлена в сторону, совпадающую с направлением v_{01}.

Вследствие того что осевая сила, действующая на внутреннюю поверхность, обусловлена изменением количества движения потока в области колеса, ее называют динамической составляющей осевой силы в отличие от силы, действующей на внешнюю поверхность, называемой потенциальной составляющей осевой силы. Полная величина $F_{z\,к}$ осевой силы равна сумме потенциальной и динамической составляющих. Принимая направление составляющей $F_{z\,н}$, большей по абсолютному значению, за положительное, получим

$$F_{z\,к} = F_{z\,н} - F_{z\,в}. \qquad (8.\,6)$$

При расположении колеса, показанном на рис. 121, сила направлена справа налево.

Зависимость осевой силы от зазоров в уплотнениях. Форма потока в области между колесом и корпусом зависит от величины утечек в уплотнениях, так как при различных расходах меняется соотношение величин сил трения о стенки и сил инерции. В общем случае эта форма определяется уравнением (5. 50). Анализ величины осевого давления в зависимости от зазора в уплотнениях подробно произведен в работе [60].

Здесь же остановимся на предельном случае аварийного износа уплотнений, который допускает решение в аналитическом виде.

В условиях аварийного износа переднего уплотнения закон движения жидкости слева и справа оказывается различным: слева жидкость движется по закону $v_u r = \text{const} = v'_{u\,2} r_2$, а справа — по-прежнему со скоростью v_u, равной половине окружной скорости u колеса. Поэтому и законы распределения давлений с той и с другой стороны оказываются различными. В пределах от r_2 до R_i давление слева определяется уравнением (5. 55), а справа — уравнением (5. 60). Условия распределения давлений в пределах R_i до $r_{вт}$ остаются такими же, как в первом случае — нормального состояния уплотнений. Таким образом, в условиях аварийного износа уплотнений к нормальной величине осевого давления $F_{z\,н}$ на наружную поверхность колеса по уравнению (8. 3) присоединяется составляющая $F^*_{z\,н}$, обусловленная различными законами распределения давлений справа и слева в пределах от R_i до r_2

$$F^*_{z\,н} = \int_{R_i}^{r_2} (p_л - p_п)\, 2\pi r\, dr = 2\pi \int_{R_i}^{r_2} \left\{ p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g}\left(\frac{r_2}{r}\right)^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_2^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \left[p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g}\left(1 - \frac{r^2}{r_2^2}\right)\right]\right\} r\, dr = -2\pi\gamma \frac{u_2^2}{8g} \int_{R_i}^{r_2} \left(1 - \frac{r^2}{r_2^2}\right)\left(\frac{r_2^2}{r^2} - 1\right) r\, dr =$$

$$= -\pi \left(r_2^2 - R_i^2\right) \gamma \frac{u_2^2}{8g} \left(\frac{r_2^2}{r_2^2 - R_i^2} \ln \frac{r_2^2}{R_i^2} + \frac{r_2^2 + R_i^2}{2r_2^2} - 2 \right). \qquad (8.\,7)$$

Дополнительная осевая сила $F^*_{z\,н}$ возникает постепенно, по мере увеличения зазора в уплотнении.

Полная величина осевой силы при аварийном износе уплотнений

$$F_{z\,к} = F_{z\,н} + F^*_{z\,н} - F_{z\,в}. \qquad (8.\,8)$$

45. Уравновешивание осевой силы

Схемы уравновешивания. Осевая сила в насосах в преобладающем числе случаев имеет относительно большую величину, что делает нерациональным уравновешивание ее упорным подшипником. Поэтому прибегают к гидравлическим способам уравновешивания осевой силы, что достигается: 1) на основе принципа симметрии распределения давления по поверхности колеса или ротора в целом; 2) специальными гидравлическими системами, обеспечивающими уравновешивание осевой силы при всех возможных в эксплуатации режимах работы.

На основе принципа симметрии распределения давления по поверхности колеса или симметрии осевого давления на ротор в целом нельзя практически обеспечить полное уравновешивание осевой силы вследствие

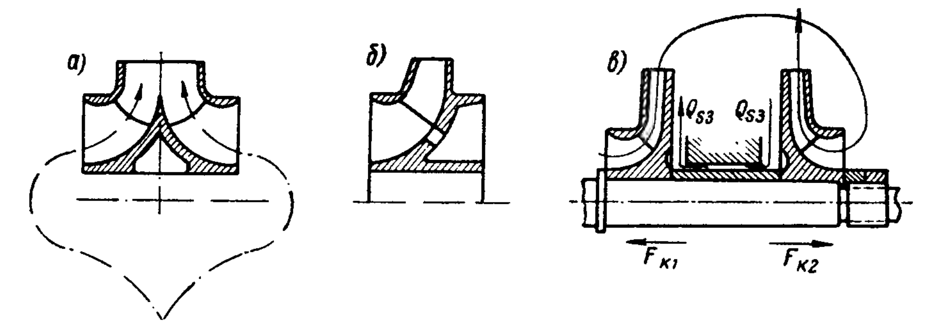


Рис. 122. Схема уравновешивания осевой силы по принципу симметрии

невозможности осуществления полной симметрии. Здесь необходима установка упорного подшипника, который воспринимает оставшуюся неуравновешенной часть осевой силы. Подшипники применяются двустороннего действия, так как направление оставшейся осевой силы неизвестно. Приведем примеры уравновешивания осевой силы по принципу симметрии.

Уравновешивание осевой силы по принципу симметрии наиболее совершенно осуществляется в лопастных колесах с двухсторонним подводом потока (рис. 122, *а*). Однако при аварийной односторонней выработке уплотнения возможно возникновение осевой силы величиной $F^*_{zн}$ по уравнению (8. 7). Упорный подшипник в насосах с лопастными колесами такой конструкции должен быть рассчитан на нагрузку, равную хотя бы половине $F^*_{zн}$.

Второе уплотнение, установленное у колеса с односторонним подводом потока (рис. 122, *б*), создает камеру за диском колеса, в которой давление с помощью отверстий в диске или специальной перепускной трубы уравнивается с давлением при входе в колесо. Такое устройство, очевидно, позволяет исключить составляющую $F_{zн}$ осевой силы по наружной поверхности. Остаются неуравновешенными составляющая $F_{zв}$ осевой силы по внутренней поверхности и возможная осевая сила $F^*_{zн}$ при одностороннем износе уплотнений, на величину которых $F_z = F^*_{zн} - F_{zв}$ и должен быть рассчитан упорный подшипник. Такая система уравновешивания осевой силы ведет к удвоению объемных утечек и в настоящее время относительно редко применяется.

Широко распространенным способом уравновешивания осевой силы в роторе многоступенчатых насосов является встречное расположение колес (рис. 122, *в*). При равных размерах встречно расположенные лопастные колеса создают одинаковые напоры и, следовательно, в нормальных

условиях имеют равные, но противоположно направленные осевые силы, которые, суммируясь, приводят к равновесию ротора в целом. В насосах с такой системой уравновешивания осевой силы она возникает лишь при кавитационном срыве первой ступени. При этом осевая сила может достигнуть максимального значения, которое для одного колеса определяется по уравнению (8. 3). Другая причина возникновения осевой силы в таких конструкциях — износ уплотнения с одной какой-либо стороны; тогда осевая сила может достигнуть величины $F^*_{z\,н}$, определяемой уравнением (8. 7). И наконец, осевая сила может возникнуть при износе уплотнения в диафрагме, разделяющей колеса. При этом возникает сильный поток $Q_{s\,3}$ из камеры напорной ступени в область всасывающей ступени (фиг. 122, *в*). Поле скоростей за спинкой напорного колеса под-

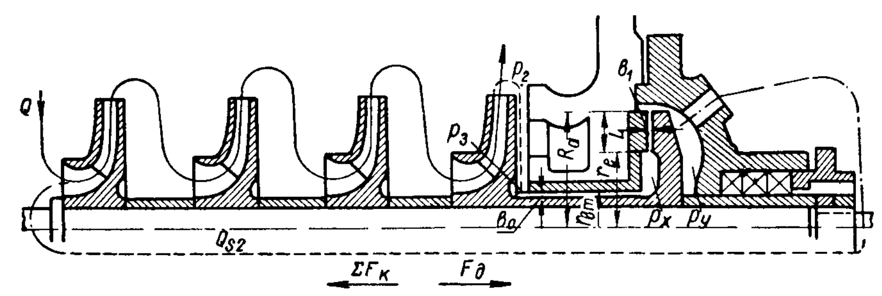


Рис. 123. Уравновешивание осевой силы разгрузочным диском

чиняется закону $v_u r = \text{const}$, а за спинкой всасывающего колеса — закону $v_u = \frac{u}{2}$, так как начальный момент скорости при движении от центра к периферии мал. Возникающая осевая сила может быть определена по формуле (8. 7), если принять за пределы интегрирования радиус втулки и наружный радиус колеса. Очевидно, что размеры упорного подшипника должны допускать хотя бы кратковременную его работу при максимальных значениях осевой силы.

Уравновешивание разгрузочным диском. Специальные гидравлические устройства, обеспечивающие полное равновесие ротора при всех режимах работы, характеризуются отсутствием упорного подшипника и наличием специальной камеры, давление в которой изменяется в зависимости от осевого положения ротора; вследствие этого ротор насоса, выведенный из положения равновесия смещением в осевом направлении, вновь возвращается в положение равновесия. Примером такой самоустанавливающейся системы уравновешивания осевой силы является разгрузочный диск или гидравлическая пята (рис. 123).

Уравновешивание осевой силы разгрузочным диском применяется в многоступенчатых насосах, так как при этом обеспечивается минимальный габарит ротора в осевом направлении и разгрузка сальника со стороны нагнетания от действия высокого давления.

На одном валу с лопастными колесами устанавливают разгрузочный диск так, что ротор представляет собой одну жесткую систему. Этот диск располагают с наружной стороны крышки корпуса в специальной камере. По обе стороны диска образуются две полости, одна из которых (со стороны колес) сообщается с областью нагнетания.

Некоторая незначительная часть общей подачи насоса $Q_{s\,2}$ проходит из камеры нагнетания в камеру разгрузки осевого давления перед диском, где действует давление p_x; пройдя через узкую щель b_1 между торцовыми поверхностями корпуса и диска, жидкость теряет на сопротивление в

щели часть напора и поступает в камеру за диском с давлением p_y, откуда по специальной трубке уходит во всасывание насоса. В этих условиях разгрузочный диск подвержен действию осевой силы

$$F_\partial = \psi f_\partial (p_x - p_y) = \psi\pi (R_a^2 - r_{вт}^2)\,\Delta p, \qquad (8.\,9)$$

где ψ — коэффициент, учитывающий закон распределения давления по поверхности диска.

Для равновесия ротора необходимо условие, определяющее перепад давления Δp до и после диска,

$$F_\partial = \sum F_{zк} + \psi\pi (R_a^2 - r_{вт}^2)\,\Delta p. \qquad (8.\,10)$$

В то же время $\frac{\Delta p}{\gamma}$ представляет собой напор, потерянный на преодоление сопротивлений при движении жидкости с расходом Q_{s2} в зазоре b_1.

Представим графически зависимость F_∂ от зазора b_1; с увеличением зазора b_1 величина F_∂ уменьшается, так как падает гидравлическое сопротивление в зазоре b_1, т. е. перепад давления Δp (рис. 124); при уменьшении зазора b_1 сила F_∂ возрастает. Сумма осевых сил $\sum F_к$, действующих на колеса, не зависит от небольших осевых смещений ротора, возникающих при изменении зазора b_1, и изобразится на графике (рис. 124) горизонтальной прямой. Точка пересечения кривой F_∂ с линией $\sum F_к$ соответствует условию равновесия ротора по уравнению (8. 10) и определяет рабочую величину зазора b_{1p}. Если в силу каких-либо причин, например износа уплотнений, осевая сила на колесе увеличится до значения $\sum F_к^*$, то равновесие ротора возникает при другом значении b_1^*. Равновесие ротора, создаваемое разгрузочным диском, устойчивое; всякое отклонение ротора в сторону уменьшения зазора вызывает превышение силы F_∂ разгрузочного диска над силой $\sum F_к$ и, следовательно, возникновение силы, возвращающей ротор в равновесное положение. Отклонение ротора в сторону увеличения зазора b_1 приводит к превышению $\sum F_к$ над F_∂ и опять создает силу, восстанавливающую равновесное положение ротора.

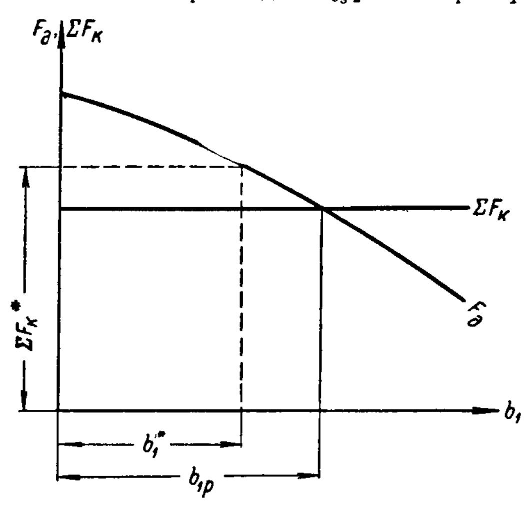


Рис. 124. Зависимость F_∂ и $\sum F_к$ от осевого зазора b_1 в системе разгрузки осевой силы

Для надежного действия системы уравновешивания осевой силы разгрузочным диском необходимо, чтобы величина зазора b_1 не переходила некоторого минимального значения, которое определяется: точностью сборки, возможной величиной упругих деформаций элементов статора и ротора насоса при рабочих нагрузках и, наконец, величиной температурных перекосов при переходе от комнатной температуры при сборке к рабочей температуре. По данным опыта, минимальная величина $b_{1\,min} = (0{,}0010 \div 0{,}0012)\,R_a$. Увеличение принимаемого при расчете рабочего значения зазора ведет к возрастанию расхода $Q_{s\,2}$ на разгрузку осевой силы и к снижению объемного коэффициента полезного действия. Расчет

системы уравновешивания осевой силы разгрузочным диском сводится к определению:

1) рабочего перепада давления Δp;

2) расхода $Q_{s\,2}$ на разгрузку осевой силы по заданному значению зазора;

3) размеров уплотнения перед диском и трубки, отводящей расход $Q_{s\,2}$ из камеры за диском, из условий работы сальникового уплотнения со стороны нагнетания.

Рабочий перепад давления Δp в системе разгрузки осевой силы. Осевая сила диска $F_д$ определяется, с одной стороны, из условия равновесия ротора (8. 10) величиной силы $\sum F_к$ на рабочих колесах, а с другой, — размерами диска и рабочим перепадом давлений Δp по уравнению (8. 9). Величина $\Delta p = p_x - p_y$ остается постоянной только по части поверхности диска, в пределах от радиуса втулки $r_{вт}$ до внутреннего радиуса щели r_e, где скоростью протекания потока $Q_{s\,2}$ можно пренебречь. В зазоре b_1 раз-

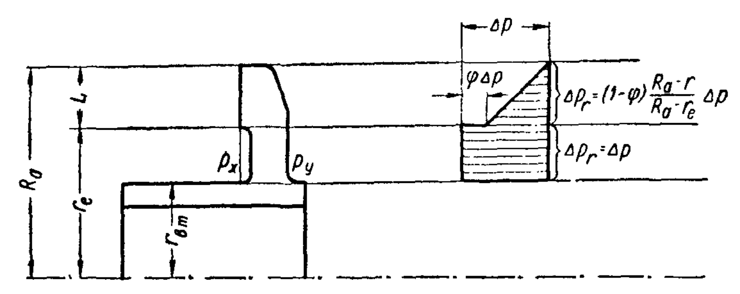


Рис. 125. Эпюра разности давления по поверхности диска

ность давлений Δp_r зависит от радиуса r, изменяясь от p (при входе в зазор) до нуля (при выходе). Изменение давления в зазоре происходит вследствие наличия начальной скорости при входе и потерь на трение по длине зазора $L = R_a - r_e$. Принимая приближенно линейный закон изменения давления по длине щели (в радиальной щели скорости и потери напора на преодоление сопротивления меняются с величиной радиуса), можно построить эпюру разности давлений по поверхности диска в функции радиуса (рис. 125). Падение давления может быть оценено в долях полного давления Δp коэффициентом φ, величина которого предварительно выбирается обычно в пределах 0,18—0,25, а затем проверяется в конце расчета [см. формулу (8. 34)].

Линейная зависимость Δp_r от r в интервале от r_e до R_a может быть представлена в форме

$$\Delta p_r = \Delta p\,(1 - \varphi)\,\frac{R_a - r}{R_a - r_e}. \qquad (8.11)$$

Учитывая принятую эпюру распределения разности давлений по поверхности диска (рис. 125), определим путем интегрирования осевую силу $F_д$, действующую на диск,

$$F_д = \int_{r_{вт}}^{R_a} \Delta p_r 2\pi r\,dr = \int_{r_{вт}}^{r_e} \Delta p 2\pi r\,dr + \int_{r_e}^{R_a} \Delta p\,(1-\varphi)\,\frac{R_a - r}{R_a - r_e}\,2\pi r\,dr =$$

$$= \pi\left\{\left(r_e^2 - r_{вт}^2\right)\Delta p + (1-\varphi)\,\Delta p\left[R_a\,(R_a + r_e) - \frac{2}{3}\cdot\frac{R_a^3 - r_e^3}{R_a - r_e}\right]\right\} =$$

$$= \frac{(1-\varphi)\left(R_a^2 + R_a r_e\right) + (1 + 2\varphi)\,r_e^2 - 3r_{вт}^2}{3\left(R_a^2 - r_{вт}^2\right)}\,\pi\left(R_a^2 - r_{вт}^2\right)\Delta p. \qquad (8.12)$$

Сравнивая уравнения (8. 12) и (8. 9), получим

$$\psi = \frac{(1-\varphi)\left(R_a^2 + R_a r_e\right) + (1+2\varphi) r_e^2 - 3r_{вm}^2}{3\left(R_a^2 - r_{вm}^2\right)} =$$

$$= \frac{(1-\varphi)\left(1 + \frac{r_e}{R_a}\right) + (1+2\varphi)\left(\frac{r_e}{R_a}\right)^2 - 3\left(\frac{r_{вm}}{R_a}\right)^2}{3\left(1 - \frac{r_{вm}^2}{R_a^2}\right)}. \qquad (8.13)$$

При $\frac{r_e}{R_a} = 0{,}625$, $\frac{r_{вm}}{r_e} = 0{,}5$ и $\varphi = 0{,}15$ имеем $\psi = 0{,}59$.

Из уравнений (8. 10) и (8. 9) получим перепад давления в зазоре b_1

$$\Delta p = \frac{\sum F_{z\,к}}{\psi\pi\left(R_a^2 - r_{вm}^2\right)}. \qquad (8.14)$$

Приемлемость полученного значения Δp при выбранных размерах разгрузочного диска определяется величиной расхода Q_{s2} на разгрузку осевой силы при значении зазора b_1, выбранного по соображениям надежности.

Объемные потери $Q_{s\,2}$ на разгрузку осевой силы. Потеря давления в щели разгрузочного диска равна разности давлений Δp по обе стороны диска, а величина зазора b_1 задается по соображениям надежности действия системы; поэтому расход $Q_{s\,2}$ может быть определен по уравнению, аналогично принятому при расчете объемных потерь в уплотнении колеса,

$$Q_{s\,2} = \mu f \sqrt{2g\frac{\Delta p}{\gamma}} = \mu 2\pi r_e b_1 \sqrt{2g\frac{\Delta p}{\gamma}}, \qquad (8.15)$$

где f — площадь сечения кольцевой щели при входе в зазор;
μ — коэффициент расхода.

Определим коэффициент расхода μ для радиальной щели, следуя по пути, принятому при расчете коэффициента расхода в осевой щели. В этом случае расчет несколько осложняется тем, что скорость в радиальном зазоре меняется в зависимости от радиуса. Потеря напора в зазоре затрачивается на преодоление сопротивлений

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \sum h_w = h_{w\,1} + h_{w\,2} + h_{w\,3}, \qquad (8.16)$$

где $h_{w\,1}$, $h_{w\,2}$ и $h_{w\,3}$ — потери напора при входе в щель, на преодоление трения в зазоре и вызванные потерей выходной скорости. Потери на трение $h_{w\,2}$ определяются интегрированием

$$h_{w\,2} = \int_{r_e}^{R_a} \frac{\lambda\, dr}{4R}\,\frac{v^2}{2g}, \qquad (8.17)$$

где R — гидравлический радиус, $R = \frac{2\pi r b_1}{2\cdot 2\pi r} = \frac{b_1}{2}$;
v — радиальная скорость.

Из уравнения неразрывности

$$Q_{s\,2} = 2\pi r b_1 v = 2\pi r_e b_1 v_e \qquad (8.18)$$

следует, что

$$v = v_e\frac{r_e}{r}. \qquad (8.19)$$

Внося значение гидравлического радиуса R и скорости v в интеграл (8. 17), имеем

$$h_{w2} = \int_{r_e}^{R_a} \frac{\lambda\, dr}{2b} \cdot \frac{v_e^2}{2g} \left(\frac{r_e}{r} \right)^2 = \frac{\lambda r_e^2}{2b} \cdot \frac{v_e^2}{2g} \left(\frac{1}{r_e} - \frac{1}{R_a} \right) =$$

$$= \frac{\lambda (R_a - r_e)}{2b} \cdot \frac{r_e}{R_a} \cdot \frac{v_e^2}{2g} = \frac{\lambda L}{2b} \cdot \frac{r_e}{R_a} \cdot \frac{v_e^2}{2g}. \quad (8.20)$$

Учитывая потери при входе потока в зазор

$$h_{w1} = \zeta \frac{v_e^2}{2g} = 0{,}5 \frac{v_e^2}{2g} \quad (8.21)$$

и потери при выходе из зазора

$$h_{w3} = \frac{v_a^2}{2g} = \frac{v_e^2}{2g} \left(\frac{r_e}{R_a} \right)^2,$$

определим полную величину потерь в зазоре

$$\sum h_w = \frac{v_e^2}{2g} \left(\frac{\lambda L}{2b} \cdot \frac{r_e}{R_a} + \frac{r_e^2}{R_a^2} + 0{,}5 \right). \quad (8.22)$$

Заменяя $\sum h_w$ по уравнению (8. 16), получим

$$v_e = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} \cdot \frac{r_e}{R_a} + \frac{r_e^2}{R_a^2} + 0{,}5}} \sqrt{2g \frac{\Delta p}{\gamma}}. \quad (8.23)$$

Определяя по уравнению неразрывности (8. 18) расход, найдем

$$Q_{s2} = 2\pi r_e b_1 v_e = \frac{2\pi r_e b_1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} \cdot \frac{r_e}{R_a} + \frac{r_e^2}{R_a^2} + 0{,}5}} \sqrt{2g \frac{\Delta p}{\gamma}}. \quad (8.24)$$

Сопоставляя уравнение (8. 24) с выражением (8. 15), получим значение коэффициента расхода для истечения при радиальной щели

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} \cdot \frac{r_e}{R_a} + \frac{r_e^2}{R_a^2} + 0{,}5}}, \quad (8.25)$$

который отличается от соответствующей величины для осевого зазора множителем $\frac{r_e}{R_a}$ при члене, выражающем потери на трение, и членом $\left(\frac{r_e}{R_a} \right)^2$, выражающим выходные потери.

Определение размеров уплотнения по втулке диска и размеров отводящей трубки. Размеры уплотняющей щели по втулке диска и размеры трубки, отводящей поток из камеры за диском, определяются из условия обеспечения определенной величины давления p_y (рис. 123) перед сальниковым уплотнением со стороны нагнетания. Для надежной работы сальникового уплотнения давление p_y перед ним не должно превышать 5—8 *ати*. Более высокие давления требуют повышенного эксплуатационного надзора и специальных набивочных материалов. Взяв за основу давление p_2 при выходе из последнего лопастного колеса, можно определить давление p_y из уравнения

$$p_y = p_2 - (p_2 - p_3) - (p_3 - p_x) - (p_x - p_y), \quad (8.26)$$

которое представляет собой тождество.

Давление p_2 в многоступенчатом насосе определяется как сумма давления на входе p_s, полного напора всех Z ступеней без последней, равного $\gamma H_1 (Z-1)$ (H_1 — полный напор одной ступени), и потенциального напора H_p последней ступени

$$p_2 = p_3 + \gamma\, [H_1 (z-1) + H_p]. \qquad (8.27)$$

Перепад давления от выхода из лопастного колеса последней ступени к его втулке обусловлен вращением потока в области между колесом и корпусом с угловой скоростью, равной половине окружной скорости колеса

$$p_2 - p_3 = \gamma \frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r_{вт}^2\right). \qquad (8.28)$$

Перепад давления с двух сторон диска $p_x - p_y = \Delta p$ определяется по уравнению (8. 14). Формулы (8. 28), (8. 27), (8. 26) и (8. 14) позволяют определить величину потери давления в уплотнении втулки диска, исходя из заданного значения давления p_y перед сальником

$$p_3 - p_x = (p_2 - p_y) - (p_2 - p_3) - (p_x - p_y) =$$
$$= \gamma\left[H_1(Z-1) + H_p - \frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r_{вт}^2\right)\right] - \Delta p - (p_y - p_s). \qquad (8.29)$$

Перепад давления $p_3 - p_x$ представляет собой гидравлическое сопротивление уплотнения втулки диска при расходе $Q_{s\,2}$. Из уравнения

$$Q_{s\,2} = \mu_0 f_0 \sqrt{2g\frac{p_3 - p_x}{\gamma}}$$

находим

$$\mu_0 f_0 = \frac{2\pi r_{вт} b_0}{\sqrt{\frac{\lambda l_0}{2b_0} + 1{,}5}} = \frac{Q_{s\,2}}{\sqrt{2g\frac{p_3 - p_x}{\gamma}}}. \qquad (8.30)$$

Приняв величину зазора b_0 в уплотнении втулки диска, из уравнения (8. 30) можно определить длину уплотнения l_0, или наоборот (численное значение зазора b_0 обычно выбирают равным зазору в уплотнении лопастных колес). Таким образом, уравнение (8. 30) является исходным для определения размеров уплотнения втулки разгрузочного диска.

Длину l_m и диаметр d_m трубки, отводящей поток $Q_{s\,2}$ из области за диском, выбирают так, чтобы сохранить принятое значение p_y. Обычно расход $Q_{s\,2}$ в целях сохранения жидкости отводят обратно во всасывающий патрубок насоса; тогда гидравлическое сопротивление трубы $h_{w\,m}$ при расходе $Q_{s\,2}$ должно быть равно имеющемуся перепаду давлений

$$h_{wm} = \frac{p_y - p_s}{\gamma}. \qquad (8.31)$$

Учитывая потери при входе, выходе и потери на трение в трубке, получим уравнение

$$Q_{s2} = \mu_m f_m \sqrt{2g\frac{p_y - p_s}{\gamma}} = \frac{\pi d_m^2}{4\sqrt{\frac{\lambda l_m}{d_m} + 1{,}5}}\sqrt{2g\frac{p_y - p_s}{\gamma}}, \qquad (8.32)$$

из которого, приняв по конструктивным соображениям длину l_m трубки, можно определить диаметр d_m.

Поверочный расчет системы разгрузки осевой силы. В процессе конструктивной разработки системы разгрузки осевой силы обычно допускают

некоторые отклонения от размеров, полученных расчетом. Эти отступления обусловливаются необходимостью применения нормальных в машиностроении размеров, а также отклонениями в пределах допуска на неточность изготовления. В связи с большим влиянием правильности действия системы разгрузки осевой силы на надежность работы насоса обычно производят поверочный расчет по окончательно принятым значениям размеров. Определяют окончательную величину перепада давления Δp, осевой зазор b_1 между разгрузочным диском и кольцом корпуса, соответствующий условию равновесия ротора, и расход $Q_{s\,2}$ на разгрузку осевой силы. Таким образом осуществляется окончательная проверка надежности и экономичности системы уравновешивания осевой силы.

При расчете перепада давлений Δp с двух сторон разгрузочного диска по уравнению (8. 14) исходят из значения коэффициента ψ, учитывающего закон распределения разности давлений по поверхности диска. В значение ψ по формуле (8. 13) входит величина φ относительного падения давления при входе потока в зазор b_1, которая выбиралась предварительно. Определим поверочное значение φ.

Потеря давления $\varphi\Delta p$ при входе в зазор затрачивается на преодоление сопротивления $h_{w\,1}$ при входе в отверстие с прямоугольными кромками и на создание начальной скорости v_e

$$\varphi\Delta p = \gamma\left(h_{w\,1} + \frac{v_e^2}{2g}\right). \tag{8.33}$$

Учитывая уравнения (8. 21) и (8. 16), получим

$$\varphi = \frac{1{,}5v_e^2}{2g\sum h_w}$$

или, подставляя $\sum h_w$ по выражению (8. 22), имеем

$$\varphi = \frac{1{,}5}{\frac{\lambda L}{2b_1}\cdot\frac{r_e}{R_a} + \frac{r_e^2}{R_a^2} + 0{,}5}. \tag{8.34}$$

В случае существенного различия между ранее принятым значением и величиной φ по уравнению (8. 34) необходимо произвести расчет второго приближения величины Δp.

Поверочное значение расхода $Q_{s\,2}$ получим из баланса давлений в системе разгрузки осевого давления

$$\left.\begin{aligned} p_2 - p_3 &= \gamma\frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r_{вm}^2\right);\\ p_3 - p_x &= \gamma\frac{Q_{s\,2}^2}{2g}\cdot\frac{1}{(\mu_0 f_0)^2};\\ p_x - p_y &= \Delta p;\\ p_y - p_s &= \gamma\frac{Q_{s\,2}^2}{2g}\cdot\frac{1}{(\mu_m f_m)^2}. \end{aligned}\right\} \tag{8.35}$$

Суммируя, имеем

$$p_2 - p_s = \Delta p + \gamma\frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r_{вm}^2\right) + \gamma\frac{Q_{s\,2}^2}{2g}\left(\frac{1}{\mu_0^2 f_0^2} + \frac{1}{\mu_m^2 f_m^2}\right). \tag{8.36}$$

Определяя $p_2 - p_s$ из выражения (8. 27), решаем уравнение (8. 36) относительно $Q_{s\,2}$

$$Q_{s\,2} = \frac{\sqrt{2g\left[H_1(Z-1) + H_p - \frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r_{em}^2\right) - \frac{\Delta p}{\gamma}\right]}}{\sqrt{\frac{1}{\mu_0^2 f_0^2} + \frac{1}{\mu_m^2 f_m^2}}}. \qquad (8.37)$$

Формула (8. 37) дает поверочное значение расхода на разгрузку осевой силы.

По значению расхода $Q_{s\,2}$ и перепаду давления Δp [формула (8. 14)] определим поверочное значение зазора b_1, соответствующее равновесному положению ротора. Потери напора на трение в щели разгрузочного диска, как следует из эпюры давлений,

$$h_{w\,2} = (1-\varphi)\frac{\Delta p}{\gamma}. \qquad (8.38)$$

Выражая $h_{w\,2}$ по уравнению (8. 20) и заменяя скорость входа потока в щель по уравнению неразрывности (8. 18), получим

$$(1-\varphi)\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{\lambda L}{2b_1}\cdot\frac{r_e}{R_a}\cdot\frac{v_e^2}{2g} = \frac{\lambda L}{2b_1}\cdot\frac{r_e}{R_a}\cdot\frac{1}{2g}\left(\frac{Q_{s\,2}}{2\pi r_e b_1}\right)^2. \qquad (8.39)$$

Определим из выражения (8. 39) поверочную величину зазора

$$b_1 = \sqrt[3]{\frac{\lambda L \gamma Q_{s\,2}^2}{16\pi^2 g R_a r_e (1-\varphi)\Delta p}}. \qquad (8.40)$$

Принятая при расчете разгрузки осевой силы диском схема конструкции может быть видоизменена. В соответствии с этим должны быть изменены и расчетные формулы. Однако принципиальная схема расчета для всех типов самоустанавливающихся систем уравновешивания осевой силы остается той же. Уравновешивание осевых сил в насосе представляет собой ответственную конструктивную задачу и сильно влияет на общий тип насоса.

46. Поперечные силы, действующие на ротор

Причины возникновения. Нормальные к оси насоса поперечные силы возникают при нарушении осевой симметрии потока вне колеса. Теоретически в насосах со спиральным отводом потока от лопастного колеса строгая осевая симметрия потока создается только на расчетном режиме, когда момент скорости потока по выходе из колеса сохраняет свое значение в спиральном отводе. При уменьшении подачи насоса сечения спирального отвода оказываются слишком просторными и в них начинается процесс преобразования кинетической энергии потока в давление. Спиральный отвод начинает функционировать как диффузор.

При перегрузке насоса нарастание сечений спирали не компенсирует увеличение расхода, создаваемого лопастным колесом на соответствующем участке дуги, и скорости в канале отвода от начального к конечному сечению нарастают так, что он функционирует как канал сужающейся формы (конфузор). В том и другом случае поле давлений и скоростей по выходному сечению лопастного колеса перестает быть осесимметричным. Многократные измерения, произведенные на ЛМЗ им. XXII съезда КПСС и в ВИГМ, полностью подтверждают этот вывод.

На рис. 126, *а* приведена типичная полярная эпюра давления по окружности лопастного колеса в процентах от полного напора. Измерения произведены в насосе со спиральным отводом при подаче, составляющей 19% от

нормальной. Давление нарастает от места расположения начального сечения отвода к выходному сечению. Асимметрия давления по окружности колеса приводит к возникновению поперечной силы, действующей на колесо в сторону меньших сечений спирального отвода. При перегрузке насоса закон изменения давления по окружности колеса имеет обратный характер, и возникающая поперечная сила направлена в сторону бо́льших сечений спирального отвода (рис. 126, *б*).

Конструкция насоса должна обеспечивать надежность его работы при всех значениях подачи — от нулевой до наибольшей, предусмотренной

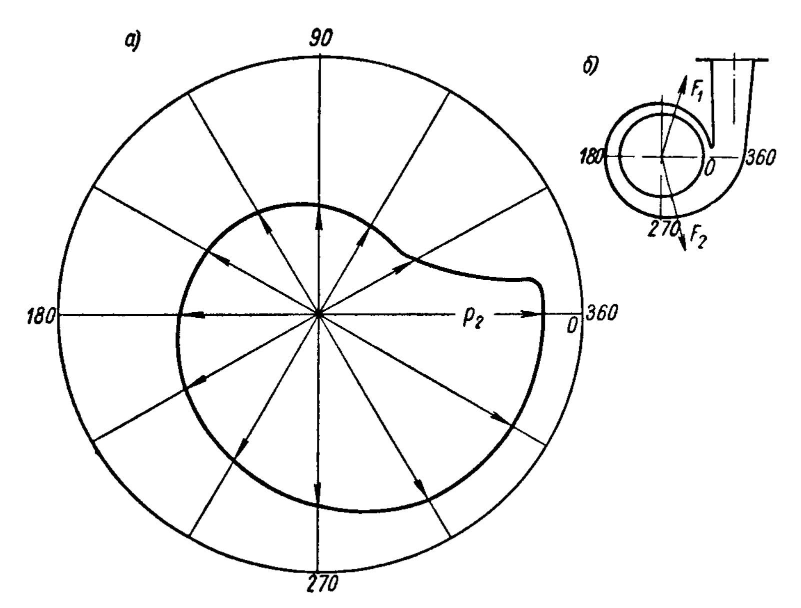


Рис. 126. Полярная эпюра давления p_2 при выходе из колеса насоса со спиральным отводом: *а*—распределение гидродинамического давления по окружности рабочего колеса; *б* — направление поперечной силы.

F_1 — режим недогрузки; F_2 — режим перегрузки

эксплуатацией. Поэтому прогибы вала под действием возникающей поперечной силы не должны превосходить величины зазоров в уплотнениях. Вал насоса в этих условиях должен быть не только прочным, но и достаточно жестким, что необходимо учитывать при разработке конструкции.

Величина поперечных сил. Принципиальный путь определения поперечной силы, действующей на лопастное колесо в условиях недогрузки по подаче, т. е. в условиях несимметричного поля давлений и скоростей в области вне колеса, может быть принят тот же, что и для определения осевой силы.

Сохраняя деление поверхности колеса f на наружную $f_н$ и внутреннюю $f_в$, определим составляющие $F_{xн}$ и $F_{yн}$ главного вектора сил, действующих на наружную поверхность, путем непосредственного интегрирования по поверхности

$$\left.\begin{aligned} F_{xн} &= \int\limits_{f_н} p\,df \cos(\widehat{n,\ x}); \\ F_{yн} &= \int\limits_{f_н} p\,df \cos(\widehat{n,\ y}), \end{aligned}\right\} \qquad (8.41)$$

где n — нормаль к элементу поверхности;
p — гидравлическое давление.

Для определения поперечной силы, действующей на наружную поверхность, необходимо знать закон распределения гидродинамического давления по этой поверхности. Хотя расчет этого распределения и встречается с трудностями, но все же оно относительно просто поддается экспериментальному изучению, результаты которого могут быть положены в основу расчета поперечных сил по уравнению (8. 41).

Экспериментальное распределение давлений по внутренней поверхности колеса определяется значительно сложнее, чем по наружной. Поэтому для определения главного вектора поперечных сил, действующих на внутреннюю поверхность, воспользуемся, как и в случае определения осевой силы, уравнением количества движения, в которое входят значения скоростей потока по контрольным сечениям при входе и выходе из колеса, сравнительно легко доступные экспериментальному исследованию.

Уравнения количества движения применительно к рассматриваемой задаче принимают вид

$$\left.\begin{aligned} -F_{x\text{в}} &= \int_{f_2} \varrho v_n df\, v \cos(\widehat{v, x}) - \int_{f_1} \varrho v_n df\, v \cos(\widehat{v, x}); \\ -F_{y\text{в}} &= \int_{f_2} \varrho v_n df\, v \cos(\widehat{v, y}) - \int_{f_1} \varrho v_n df\, v \cos(\widehat{v, y}), \end{aligned}\right\} \quad (8.42)$$

где f_1 и f_2 — поверхности сечений потока при входе и выходе из колеса;
v и v_n — абсолютная скорость и ее составляющая, нормальная к элементу поверхности df;
ϱ — плотность жидкости.

Знак минус в левой части уравнений имеет место потому, что уравнение количества движения, вообще говоря, дает силу, действующую на выделенный объем жидкости, а нами под $F_\text{в}$ подразумевается обратная по направлению сила, с которой жидкость действует на колесо. Так как по контрольному сечению f_1 при входе потока в колесо абсолютная скорость v, равная v_0, параллельна оси насоса z, $\cos(\widehat{v, x})$ и $\cos(\widehat{v, y})$ в интегралах по f_1 уравнений (8. 42) равны нулю, а следовательно, равны нулю и сами интегралы. Уравнения (8. 42) принимают вид

$$\left.\begin{aligned} -F_{x\text{в}} &= \int_{f_2} \varrho v_r df\, v \cos(\widehat{v, x}); \\ -F_{y\text{в}} &= \int_{f_2} \varrho v_r df\, v \cos(\widehat{v, y}), \end{aligned}\right\} \quad (8.43)$$

где v_n принято равным v_r, так как нормаль к поверхности выхода из колеса совпадает с направлением радиуса.

Полное значение составляющих поперечных сил получим, суммируя силы, действующие на внешнюю [уравнение (8. 41)] и внутреннюю [уравнение (8. 43)] поверхности

$$F_x = F_{x\text{н}} + F_{x\text{в}};$$
$$F_y = F_{y\text{н}} + F_{y\text{в}}.$$

Равнодействующая их определится уравнением

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2},$$

и ее направление — углом θ_F

$$\operatorname{tg} \theta_F = \frac{F_y}{F_x}.$$

Для определения вектора поперечной силы по уравнениям (8. 41) и (8. 43) необходимо знать поле давлений по наружной поверхности колеса $f_н$ и поле скоростей по поверхности f_2 выхода потока из колеса для режимов работы насоса с недогрузкой и перегрузкой. В настоящее время нет возможности теоретически рассчитать необходимые значения давлений и скоростей. В случае большой поперечной силы они должны быть найдены экспериментально — посредством испытания модели насоса.

В качестве примера приведем результаты экспериментального исследования консольного насоса со спиральной камерой [107].

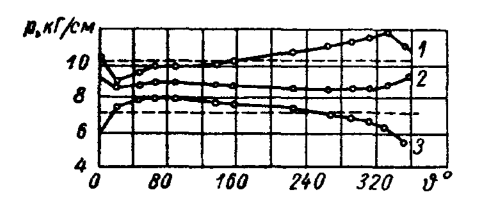


Рис. 127. Распределение давлений по наружной окружности рабочего колеса.

Пунктиром показана область среднего значения давления

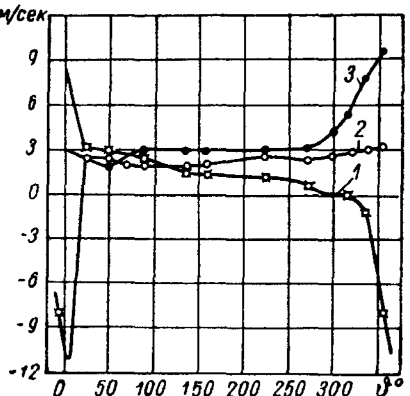


Рис. 128. Распределение радиальных составляющих скоростей:

1, 2, 3 — см. рис. 127

Этот насос имел следующие параметры: $Q = 150$ *л/сек*, $H = 120$ *м*, $n = 2900$ *об/мин*, $\eta_г = 0{,}92$, $n_s \approx 120$, $D_2 = 320$ *мм*, $b_2 = 30$ *мм*, $z = 7$, $\beta_1 = 20°$, $\frac{D_2}{D_1} = 2$.

Распределение гидродинамического давления по окружности лопастного колеса (рис. 127) приведено для трех расходов: недогрузки —

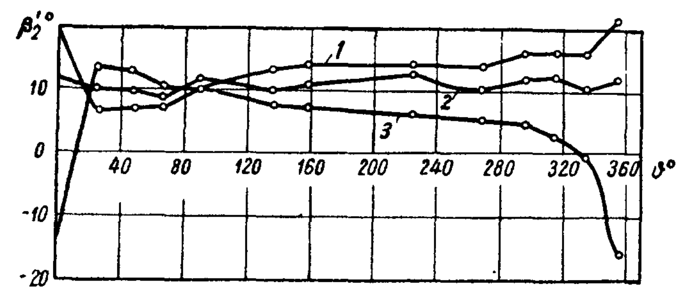


Рис. 129. Изменение угла наклона относительной скорости при выходе из колеса:

1, 2, 3 — см. рис. 127

$0{,}19Q_{норм}$ (кривая *1*), нормальной подачи — $Q_{норм}$ (кривая *2*), перегрузки — $1{,}42Q_{норм}$ (кривая *3*). При недогрузке давление по окружности колеса возрастает почти по линейному закону: от 6,5 *кГ/см²* — в области минимального сечения спирального отвода до 10 *кГ/см²* — в области наибольшего сечения. При нормальной подаче давление остается почти постоянным во всех точках по окружности колеса; при перегрузке оно убывает от малых к большим сечениям спирального отвода. Распределение радиальных составляющих скоростей v_r по окружности колеса (рис. 128) и направления относительной скорости β_2' (рис. 129) даны для тех же режимов.

При недогрузке в области больших сечений спирального отвода, т. е. области повышенного давления, имеют место отрицательные значения скорости v_r: жидкость на этом участке дуги окружности входит обратно из спирального отвода в лопастное колесо. Заметим, что по данным испытания поле давлений и скоростей при нормальной подаче достаточно симметрично относительно оси колеса. Следовательно, сочетание спирального отвода и лопастного колеса в данном насосе обеспечивает на нормальном режиме установившееся движение в лопастном колесе, чем в известной мере гарантируется высокий к. п. д. насоса $\eta = 88{,}6\%$.

Приведенный экспериментальный материал достаточен для расчета методом численного интегрирования по уравнениям (8. 41) составляющих поперечных сил, действующих на внешнюю поверхность, и по уравнению (8. 43) — на внутреннюю поверхность. В то же время им можно воспользоваться для разработки приближенного способа расчета поперечных сил в более общей форме.

Из распределения давления по окружности колеса (рис. 127) видно, что давление в области малой нагрузки возрастает почти по линейному закону в зависимости от центрального угла. При этом наибольшая разность давлений может быть объяснена полным преобразованием кинетической энергии выходящего из колеса потока в давление. Динамический напор колеса по уравнению (3. 31)

$$H_d = \frac{v_{u\,2}^2}{2g} = \frac{gH_m^2}{2u_2^2}.$$

Для этого насоса получим

$$H_m = \frac{H}{\eta_г} = \frac{120}{0{,}92} = 130 \ м;$$

$$u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60} = \frac{3{,}14 \cdot 0{,}32 \cdot 2900}{60} = 49 \ м/сек,$$

откуда

$$H_d = \frac{9{,}81 \cdot 130^2}{2 \cdot 49^2} = 35 \ м,$$

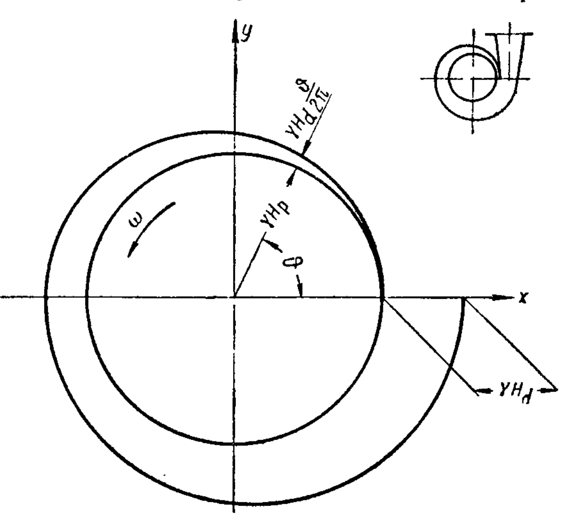


Рис. 130. Схематичная эпюра распределения давления по окружности колеса при $Q = 0{,}19 Q_{норм}$

т. е. H_d равен величине наблюдаемого увеличения давления в пределах спиральной камеры при нагрузке $0{,}19 Q_{норм}$.

Полученный результат используем для составления схематичной эпюры распределения давления по окружности колеса (рис. 130) при недогрузке. Воспользуемся этой эпюрой для определения по уравнениям (8. 41) компонентов поперечной силы, действующей на наружную поверхность

$$F_{xн} = \int_{f_н} p\, df \cos(\widehat{n, x}) = -\int_0^{2\pi} \gamma \left(H_p + \frac{\vartheta}{2\pi} H_d \right) b_2 r_2 \, d\vartheta \cos\vartheta =$$

$$= -\int_0^{2\pi} \gamma \frac{\vartheta}{2\pi} H_d b_2 r_2 \, d\vartheta \cos\vartheta. \qquad (8.44)$$

Последнее верно, так как

$$\int_0^{2\pi} \cos \vartheta \, d\vartheta = 0,$$

здесь $p = \gamma \left(H_p + \frac{\vartheta}{2\pi} H_d\right)$ — принято по схематичной эпюре давлений;

$df = b_2 R_2 \, d\vartheta$ — приближенно принято только для цилиндрической поверхности выхода потока из колеса;

$\cos (\widehat{n, x}) = \cos \vartheta$, так как нормаль n к выходной поверхности колеса направлена обратно радиусу.

Произведя интегрирование, получим

$$F_{xн} = -\int_0^{2\pi} \gamma \frac{\vartheta}{2\pi} H_d b_2 r_2 \, d\vartheta \cos \vartheta = -\frac{\gamma H_d}{2\pi} b_2 r_2 \int_0^{2\pi} \vartheta \cos \vartheta \, d\vartheta =$$

$$= -\frac{\gamma H_d}{2\pi} b_2 r_2 \left| \vartheta \sin \vartheta + \cos \vartheta \right|_0^{2\pi} = 0. \qquad (8.45)$$

Таким образом, составляющая поперечной силы, действующей на наружную поверхность в направлении оси x, проходящей через конец зуба спирального отвода, равна нулю. Составляющая по оси y

$$F_{yн} = -\int_0^{2\pi} \gamma \left(H_p + \frac{\vartheta}{2\pi} H_d\right) b_2 r_2 \, d\vartheta \sin \vartheta = -\int_0^{2\pi} \gamma \frac{\vartheta}{2\pi} H_d b_2 r_2 \, d\vartheta \sin \vartheta =$$

$$= -\frac{\gamma H_d}{2\pi} b_2 r_2 \int_0^{2\pi} \vartheta \sin \vartheta \, d\vartheta = -\frac{\gamma H_d}{2\pi} b_2 r_2 \left| -\vartheta \cos \vartheta + \sin \vartheta \right|_0^{2\pi} =$$

$$= -\frac{\gamma H_d}{2\pi} b_2 r_2 (-2\pi) = \gamma H_d b_2 r_2 = b_2 D_2 \gamma \frac{H_d}{2}. \qquad (8.46)$$

Поперечная сила, действующая на внешнюю поверхность лопастного колеса при холостом ходе насоса, согласно уравнениям (8. 45) и (8. 46), направлена по нормали к оси, соединяющей центр насоса с концом зуба, в сторону меньших сечений спирального отвода и равна половине силы давления, соответствующего динамическому напору колеса, на меридианную проекцию выходного сечения колеса. Для приведенного примера

$$F_{yн} = \frac{1000 \cdot 35}{2} 0{,}03 \cdot 0{,}32 = 168 \ кГ.$$

Перейдем к рассмотрению поперечной силы, действующей на внутреннюю поверхность. Анализ данных экспериментального исследования радиальной составляющей скорости v_{r2} при выходе потока из колеса (рис. 128) и угла β_2' направления относительной скорости (рис. 129) позволяет установить, что окружная составляющая абсолютной скорости при выходе потока из колеса v_{u2}' остается по всей выходной окружности почти постоянной для каждого из исследованных режимов.

Пользуясь этим выводом, преобразуем уравнения (8. 43), рассматривая скорость при выходе потока из колеса v_2, как геометрическую сумму радиальной скорости v_{r2} и окружной v_{u2}

$$\left.\begin{aligned} &\vec{v}_2 = \vec{v}_{r\,2} + \vec{v}_{u\,2};\\ -F_{xв} &= \int\limits_{f_2} \varrho v_{r\,2} df v_2' \cos(\widehat{v_2, x}) = \int\limits_{f_2} \varrho v_{r\,2}^2 df \cos(\widehat{v_{r2}, x}) + \\ &+ \int\limits_{f_2} \varrho v_{r\,2} df v_{u2}' \cos(\widehat{v_{u\,2}', x});\\ -F_{yв} &= \int\limits_{f_2} \varrho v_{r\,2} df v_2' \cos(\widehat{v_2, y}) = \int\limits_{f_2} \varrho v_{r\,2}^2 df \cos(\widehat{v_{r\,2}, y}) + \\ &+ \int\limits_{f_2} \varrho v_{r\,2} df v_{u\,2}' \cos(\widehat{v_{u\,2}', y}). \end{aligned}\right\} \quad (8.47)$$

Подобно тому, как это было сделано с давлением, схематизируем закон распределения радиальной составляющей v_{r2} скорости по окружности

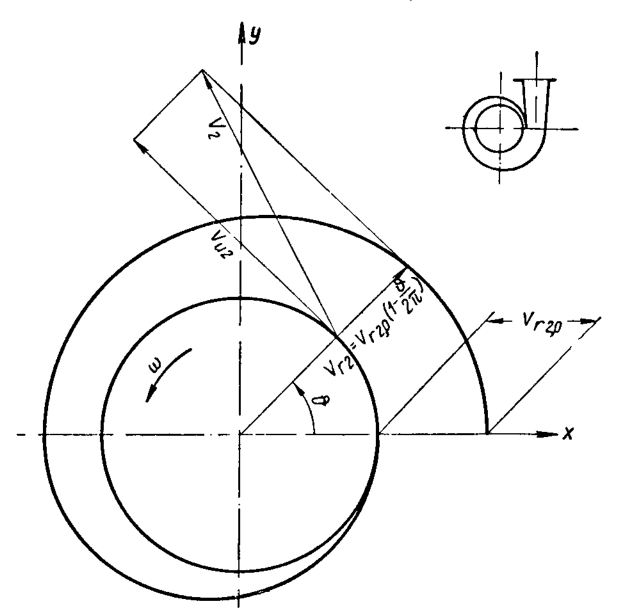


Рис. 131. Схематичная эпюра распределения скоростей $v_{r\,2}$ при $Q = 0{,}19Q_{норм}$

выхода потока из колеса при недогрузке ($Q = 0{,}190Q_{норм}$), приняв линейную зависимость v_{r2} от центрального угла ϑ (рис. 131)

$$-F_{xв} = \int\limits_0^{2\pi} \varrho v_{r\,2,0}^2 \left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right)^2 b_2 r_2 d\vartheta \cos\vartheta - \int\limits_0^{2\pi} \varrho v_{r\,2,0} \left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right) v_{u\,2}' b_2 \times$$

$$\times r_2 d\vartheta \sin\vartheta = \varrho v_{r\,2,0}^2 r_2 b_2 \int\limits_0^{2\pi} \left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right)^2 \cos\vartheta\, d\vartheta - \varrho v_{r\,2,0} v_{u\,2}' b_2 r_2 \times$$

$$\times \int\limits_0^{2\pi} \left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right) \sin\vartheta d\vartheta.$$

После интегрирования имеем

$$F_{xв} = 2b_2r_2\gamma\frac{v^2_{r\,2,0}}{2g}\left(\frac{v'_{u\,2}}{v_{r\,2,0}} - \frac{1}{\pi}\right) = b_2D_2\gamma\frac{v^2_{r\,2,0}}{2g}\left(\frac{1}{\operatorname{tg}\alpha'_2} - \frac{1}{\pi}\right). \quad (8.48)$$

Для составляющей в направлении оси y

$$-F_{yв} = \int\limits_0^{2\pi} \varrho v^2_{r\,2,0}\left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right)^2 b_2r_2d\vartheta\sin\vartheta + \int\limits_0^{2\pi}\varrho v_{r\,2,0}\left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right)\times$$

$$\times\, v'_{u\,2}b_2d\vartheta\cos\vartheta = \varrho v^2_{r\,2,0}\,b_2r_2\int\limits_0^{2\pi}\left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right)^2\sin\vartheta\, d\vartheta +$$

$$+\,\varrho v_{r\,2,0}v'_{u\,2}\,b_2r_2\int\limits_0^{2\pi}\left(1 - \frac{\vartheta}{2\pi}\right)\cos\vartheta\, d\vartheta$$

или после интегрирования

$$F_{yв} = -2b_2r_2\gamma\frac{v^2_{r\,2,0}}{2g} = -b_2D_2\gamma\frac{v^2_{r\,2,0}}{2g}. \quad (8.49)$$

В уравнениях (8. 48) и (8. 49) $v_{r\,2,\,0}$ — радиальная составляющая абсолютной скорости потока при выходе из колеса в условиях нормальной нагрузки; $v'_{u\,2}$ — окружная составляющая этой скорости при выходе потока из колеса $v'_{u\,2} = \frac{gH_m}{u_2}$; α'_2 — угол наклона абсолютной скорости $v'_{2,0}$, $\operatorname{tg}\alpha'_2 = \frac{v_{r\,2,0}}{v'_{u\,2}}$.

Определим значения составляющих поперечной силы по уравнениям (8. 48) и (8. 49) для приведенного примера. Составляющие абсолютной скорости при выходе потока из колеса

$$v_{r\,2,0} = \frac{Q}{\pi D_2b_2} = \frac{0{,}150}{3{,}14\cdot 0{,}32\cdot 0{,}03} = 5 \text{ м/сек},$$

$$v'_{u\,2} = \frac{gH_m}{u_2} = \frac{9{,}81\cdot 130}{49} = 26 \text{ м/сек}.$$

составляющие поперечной силы

$$F_{xв} = b_2D_2\gamma\frac{v^2_{r\,2,0}}{2g}\left(\frac{v'_{u2}}{v_{r\,2,0}} - \frac{1}{\pi}\right) =$$

$$= 0{,}03\cdot 0{,}32\cdot 1000\frac{5^2}{2\cdot 9{,}81}\left(\frac{26}{5} - \frac{1}{3{,}14}\right) = 60 \text{ кГ},$$

$$F_{yв} = -b_2D_2\gamma\frac{v^2_{r\,2,0}}{2g} = -12{,}2 \text{ кГ}.$$

Полная величина составляющих поперечной силы на наружную и внутреннюю поверхность

$$F_x = F_{xн} + F_{xв} = 60 \text{ кГ};$$

$$F_y = F_{yн} + F_{yв} = 168 - 12 = 156 \text{ кГ}.$$

Равнодействующая поперечная сила

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} = \sqrt{60^2 + 156^2} = 167{,}1 \text{ кГ}.$$

Угол наклона ϑ_F силы F к оси определим по значению тангенса

$$\operatorname{tg}\vartheta_F = \frac{F_y}{F_x} = \frac{156}{60} = 2{,}6; \quad \vartheta_F = 69°00'.$$

При определении силы, действующей на наружную поверхность колеса, в целях упрощения выкладок учитывалась только цилиндрическая часть поверхности при выходе из колеса. Этим полученные результаты несколько приуменьшены. Составляющая по оси мало изменила значение поперечной силы, обусловленной в основном давлением на наружную поверхность и направленной по оси y, и вызвала лишь некоторое ее отклонение в сторону — к зубу спирального отвода. Это отклонение от вертикали составляет около 20°. Полученный результат достаточно хорошо согласуется с опытными данными (см. рис. 126).

Аналогично можно рассмотреть поперечные силы, действующие на лопастное колесо при перегрузке. Расчетные формулы (8. 45), (8. 46), (8. 48) и (8. 49) могут быть использованы для приближенного расчета вектора поперечной силы и для насосов другой быстроходности.

Во многих случаях, когда передача поперечных сил на опоры вала с соответствующим увеличением его жесткости технически нерациональна, применяются гидравлические способы уравновешивания поперечных сил, требующие принципиального изменения конструкции отвода потока от колеса.

Гидравлические способы уравновешивания поперечных сил. Поперечные силы, действующие на колесо и возникающие в насосах со спиральным отводом потока при режимах недогрузки и перегрузки, согласно уравнениям (8. 46), (8. 48) и (8. 49) пропорциональны динамическому напору потока при выходе из колеса. Они приобретают существенное значение для насосов с большим напором на одно колесо и в насосах крупных размеров.

Гидравлические способы их уравновешивания основаны на принципе создания симметрии поперечных сил при всех режимах работы насоса. Увеличение числа каналов, отводящих поток от колеса, до двух, так что каждый канал охватывает дугу 180° на выходе потока из колеса, уже приводит к симметрии поперечных сил. Силе, возникающей по дуге в 180° с одной стороны колеса, всегда соответствует теоретически равная ей по величине и обратная по направлению сила с другой стороны. Аналогично при трех и более каналах по окружности возникает система центральных сил, равных по величине и расположенных под равными углами. Равнодействующая таких систем центральных сил равна нулю. В случае применения лопаточного отвода число каналов всегда не менее двух и поперечные силы, действующие на колесо, уравновешены. В многоступенчатых насосах со спиральными отводами целесообразно устройство двух отводов на каждое колесо (рис. 132), причем каждый из них расположен на дуге в 180°. Такой тип спирального отвода является переходной формой к лопаточному отводу. В крупных одноступенчатых насосах сдваивание спирального отвода может быть произведено по схеме, представленной на рис. 133.

Поток из первого спирального отвода проходит по каналу с постоянным поперечным сечением дугу в 180°. Распределительное ребро делит поток на две части, которые вновь объединяются в горле общего для всего потока диффузора. Исследование поля скоростей и давлений в спиральном отводе такой конструкции полностью подтверждает реальность уравновешивания поперечных сил этим способом.

В многоступенчатых насосах применяется также неполное уравновешивание поперечных сил, действующих на ротор, путем поворота спиральных отводов двух смежных колес на 180° друг относительно друга (рис. 134). В этом случае поперечные силы, действующие на каждые два колеса, дают равнодействующую, равную нулю, и приводятся в паре сил с плечом, равным расстоянию между осями колес.

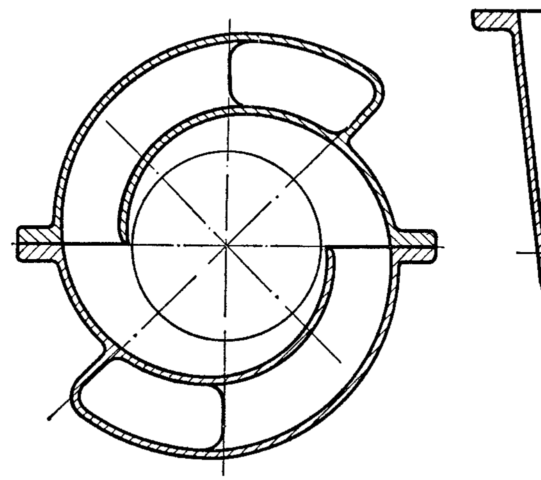


Рис. 132. Схема уравновешивания поперечных сил двумя спиральными отводами по окружности одного колеса (двухотводная спираль)

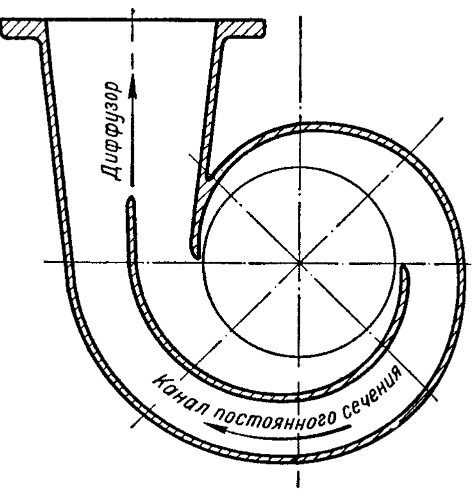


Рис. 133. Схема уравновешивания поперечных сил двумя спиральными отводами с общим диффузором (двухпоточная спираль)

Рис. 134. Схема уравновешивания поперечных сил, действующих на два смежных колеса, поворотом одного спирального отвода на 180° относительно другого

Реакции опор вала R_A и R_B уравновешивают момент, создаваемый поперечными силами. Однако вследствие значительно большего расстояния L между осями подшипников в сравнении с расстоянием l между осями колес силы реакций опор уменьшаются в отношении l/L. Необходимая жесткость вала при заданной величине прогиба также падает. Очевидно, что и в насосах такой конструкции влияние поперечных сил, действующих на отдельные колеса, должно быть учтено при расчете вала. Недооценка этих сил может привести к существенным неполадкам.

Отметим, что уравновешивание поперечных сил, действующих на лопастные колеса, на основе принципа симметрии требует высокой точности выполнения отводящих каналов. Эта точность легко осуществляется в лопаточных отводах, получаемых механической обработкой, и предопределяет жесткие требования к отливке в случае спиральных отводов.

ГЛАВА 9

ОСЕВЫЕ НАСОСЫ

47. Поток в осевом насосе

Форма рабочего колеса осевого насоса в общем ряду лопастных колес (см. рис. 19) является предельной. В лопастной системе осевого насоса, в том числе и в его рабочем колесе, преимущественное направление движения жидкости осевое. Лопастная система насоса как бы встроена в цилиндрическую трубу. Такая форма проточной части обусловливает максимальную конструктивную простоту осевого насоса по сравнению со всеми другими типами лопастных насосов. При больших подачах, т. е. больших диаметрах трубопроводов, этот тип насосов обеспечивает минимальные габариты насосной установки.

Основная схема течения. Центр массы потока в проточной части насоса движется в осевом направлении. Отсутствие радиального перемещения потока в целом исключает возможность работы центробежных сил, и приращение давления происходит исключительно за счет преобразования кинетической энергии. Следовательно, принцип действия осевого насоса основан на использовании диффузорных течений. Диффузорный поток устойчив лишь при соблюдении известных условий, нарушение которых ведет к отрыву пограничного слоя от обтекаемых поверхностей и полному переформированию потока. Поэтому требования к проектированию и изготовлению проточной части осевых насосов более высоки, чем в случае центробежных насосов.

Стационарность течения. Будем рассматривать только установившиеся режимы работы, т. е. только стационарные течения. Напомним, что осевой насос состоит из трех основных элементов: подвода, рабочего колеса и отвода, к которому относится и выправляющий аппарат (лопаточный отвод). Рабочее колесо вращается относительно корпуса. Непременным условием работы насоса является наличие перепада давления по обе стороны лопасти колеса и, следовательно, наличие нестационарности абсолютных скоростей и давлений в нем. Однако относительное движение в колесе — установившееся.

В выправляющем аппарате абсолютное движение установившееся только в том случае, когда он расположен на достаточном удалении вниз по потоку от рабочего колеса. В насосах аппарат установлен в непосредственной близости за колесом и принятие стационарности течения в нем справедливо только в смысле осредненных скоростей. Обычно принимается допущение о стационарности действительных абсолютных скоростей в аппарате.

О форме потока в осевом насосе. В проточной части насоса перед и за рабочим колесом поток осесимметричен, т. е.

$$\frac{\partial v_r}{\partial \varphi} = \frac{\partial v_u}{\partial \varphi} = \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} = 0.$$

В зоне лопастной системы поверхности тока близки к цилиндрическим. Принятие цилиндричности течения как обязательного условия при расчете является допущением и равносильно положению об отсутствии радиальных составляющих скорости ($v_r = 0$). Основываясь на этом, принимают допущение о независимости (отсутствии взаимного влияния) течения в отдельных цилиндрических слоях.

В п. 26 показано, что применение схемы потенциального потока является теоретически наиболее обоснованным. Однако расчет центробежных колес по схеме потенциального потока не может обеспечить получение высокоэффективных насосов. В осевом насосе положение изменяется.

В цилиндрических координатах компоненты вектора вихря выражаются формулами

$$\left.\begin{aligned} \omega_u &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r}\right); \\ \omega_r &= \frac{1}{2r}\left[\frac{\partial v_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial (v_u r)}{\partial z}\right]; \\ \omega_z &= \frac{1}{2r}\left[\frac{\partial (v_u r)}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \varphi}\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (9.\,1)$$

В потенциальном потоке с цилиндрическими поверхностями течения $\omega_u = 0$ и $v_r = 0$. Тогда из первого уравнения (9. 1) следует, что

$$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0; \quad v_z = \text{const}. \qquad (9.2)$$

В осевом насосе потенциальный поток является одновременно и равноскоростным для меридианных составляющих абсолютных скоростей, что позволяет применять схемы расчета потенциального потока и получать при этом высокие значения к. п. д.

Из условия осесимметричности потенциального потока следует, что

$$\frac{\partial v_z}{\partial \varphi} = \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} = 0.$$

Тогда из второго и третьего уравнений (9. 1) получается, что

$$\frac{\partial (v_u r)}{\partial z} = \frac{\partial (v_u r)}{\partial r} = 0$$

или

$$v_u r = \text{const} \qquad (9.\,3)$$

во всей области течения как до, так и за рабочим колесом.

В области рабочего колеса потенциальным является только течение в меридианных плоскостях и, следовательно, нулю равна только окружная составляющая вихря $\omega_u = 0$, а радиальная и осевая составляющие его не равны нулю, и в области колеса в общем случае $v_u r \neq \text{const}$.

О распределении напора вдоль радиуса. Принятие гипотезы о цилиндричности течения в области лопастной системы равносильно условию отсутствия в потоке радиальных составляющих скорости. Если поток перед рабочим колесом не закручен ($v_{u1} = 0$), условие $v_r = 0$ приводит к постоянству напора и циркуляции скорости вдоль радиуса за колесом.

Экспериментальные исследования потока за осевыми рабочими колесами во всех случаях, когда они были рассчитаны при постоянстве напора

вдоль радиуса, показывают, что в действительности циркуляция скорости непостоянна. Всегда она несколько растет к корню лопасти (к втулке колеса) и значительно — к периферии (к камере рабочего колеса).

На рис. 135 дан характерный график зависимости Г (r) за осевым рабочим колесом, рассчитанным в предположении Г (r) = const. Такое перераспределение циркуляции является следствием конечности размаха лопасти, которое вызывает образование сложного комплекса явлений, обычно объединяемых термином «концевые». Однако практика показывает, что насосы, лопастная система которых была рассчитана при условии Г (r) = const и, следовательно, $H(r)$ = = const, при испытаниях показывают высокие энергетические качества. К. п. д. лопастной системы достигает 90—93%, что дает основание принимать в качестве рабочей гипотезу о цилиндричности течения в области рабочего колеса осевого насоса, т. е. принимать $H(r)$ = = const.

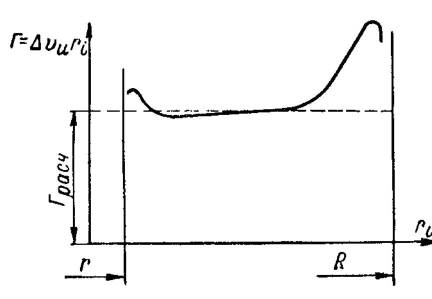


Рис. 135. Характерный график распределения циркуляции вдоль радиуса за осевым рабочим колесом, рассчитанным в предположении Г (r) = const

Плоская задача. Из действительной картины распределения циркуляции вдоль радиуса за рабочим колесом следует, что фактически цилиндричность течения нарушается и поток в рабочем колесе является трехмерным.

В настоящее время расчет лопастной системы в трехмерном потоке представляет значительные трудности (см. п. 17). Принятие гипотезы о цилиндричности течения позволяет, развернув на плоскость соответствующий элементарный цилиндрический слой, перейти к рассмотрению плоской задачи.

48. Физические основы теории обтекания единичного профиля

Особенно большое значение для физического представления процессов обтекания профиля имеет изучение обтекания круглого цилиндра элементарными потоками [58].

Обтекание круглого цилиндра. Картина обтекания плоскопараллельным (однородным) потоком идеальной жидкости бесконечного круглого цилиндра может быть получена сложением этого потока с потоком от диполя, расположенного в начале координат (рис. 136). Момент диполя при этом должен быть таким, чтобы одна из линий тока в суммарном потоке являлась окружностью с радиусом, равным радиусу цилиндра. Тогда скорость на контуре круга будет равна

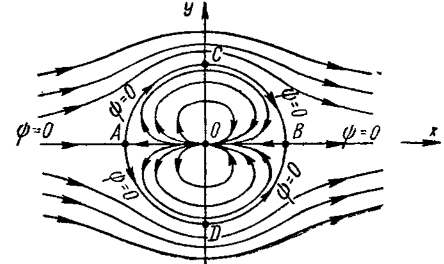


Рис. 136. Обтекание цилиндра плоским потоком, параллельным оси x

$$|v| = 2v_\infty \sin\theta, \quad (9.4)$$

где v_∞ — скорость набегающего потока;

θ — центральный угол от оси x до рассматриваемой точки на контуре.

В точках раздвоения потока (A — точка входа и B — точка выхода) скорость равна нулю. Максимальной величины скорость достигает в ми-

делевых точках C и D, в которых она равна удвоенной скорости на бесконечности

$$|v|_{max} = 2v_\infty.$$

Зная скорость на контуре цилиндра, можно, пользуясь уравнением Бернулли, найти распределение давления по его поверхности. Из формулы (9. 4) видно, что скорости и давления симметричны относительно обеих осей координат и суммарная сила давления при таком обтекании равна нулю.

Сказанное справедливо при безотрывном обтекании цилиндра идеальной жидкостью. При аналогичном обтекании цилиндра потоком реальной (вязкой) жидкости имеет место отрыв потока в кормовой части и на цилиндр действует сила давления. Это несоответствие носит название парадокса Даламбера.

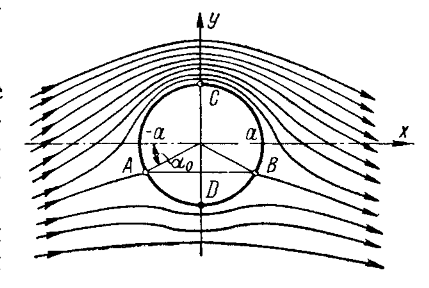


Рис. 137. Обтекание цилиндра с циркуляцией

Наложим на рассматриваемое течение дополнительно поток от вихря, расположенного в центре круга. Скорость в любой точке пространства может быть определена как сумма скоростей обоих потоков. Картина течения изменится, как показано на рис. 137. Очевидно, что точки раздвоения при принятом на рисунке направлении циркуляционного потока сдвинутся вниз от оси x.

В верхней миделевой точке C скорость станет больше, чем при бесциркуляционном обтекании, а в нижней D — меньше. Давление в точке D возрастет, а в точке C — уменьшится.

Появится подъемная сила, направленная вверх по оси y, т. е. перпендикулярно направлению v_∞. Эта сила будет тем больше, чем дальше от оси x сдвинутся точки раздвоения потока, а последнее пропорционально значениям скорости набегающего потока и интенсивности вихревого движения, т. е. циркуляции скорости Г.

Величина подъемной силы, отнесенная к единице длины цилиндра, определяется формулой

$$P = \varrho v_\infty \Gamma, \qquad (9.\ 5)$$

которая является частным случаем общей теоремы Жуковского о подъемной силе, действующей на тело произвольной формы.

При заданной величине v_∞ смещения точек A и B от оси x зависят только от интенсивности вихревого потока. Эта зависимость выражается формулой (рис. 137)

$$\sin\alpha_0 = \frac{\Gamma}{4\pi a v_\infty}. \qquad (9.6)$$

Примем при изучаемом обтекании дополнительное условие. Пусть точка схода потока B при любой величине циркуляции скорости остается на одном и том же месте — на оси x (рис. 138). Это возможно только в том случае, если скорость v_∞ будет направлена не по оси x, а под углом к ней. Очевидно, что величина этого угла равна α_0. Из выражения (9. 6), в свою очередь, следует, что каждому новому направлению v_∞ относительно оси x, при одной и той же величине ее и фиксированной точке схода потока, должно соответствовать свое значение циркуляции скорости

$$\Gamma = 4\pi a v_\infty \sin\alpha_0 \qquad (9.\ 7)$$

и связанное с ним значение подъемной силы

$$P = 4\pi a \varrho v_\infty^2 \sin \alpha_0. \quad (9.8)$$

Связь обтекания цилиндра и реального профиля. Описанные результаты исследования обтекания кругового цилиндра были получены с помощью изучения комплексных потенциалов элементарных потоков. В случаях, когда изучается обтекание тел более сложной формы, наиболее простым является рассмотрение течения не непосредственно в физической плоскости комплексного переменного

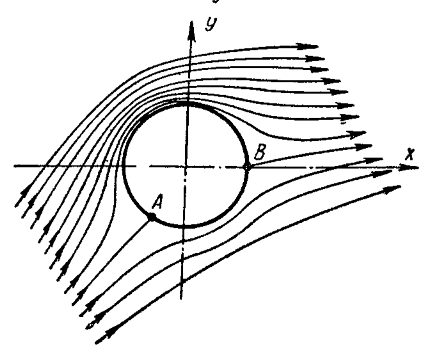


Рис. 138. Обтекание цилиндра с фиксированной точкой схода потока

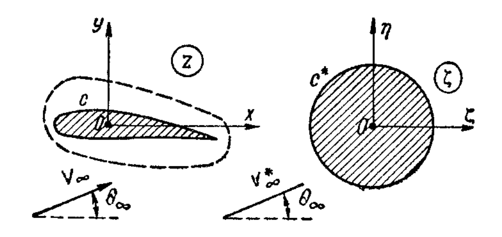


Рис. 139. Конформное отображение крылового профиля.

Слева — физическая плоскость Z, справа — вспомогательная плоскость ζ

$Z = x + iy$, а в некоторой вспомогательной плоскости $\zeta = \xi + i\eta$, связанной с плоскостью Z аналитической зависимостью

$$Z = f(\zeta), \quad (9.9)$$

которую называют преобразующей функцией. Очевидно, что такой переход от плоскости Z к плоскости ζ полезен только в случае, если комплексный потенциал течения в плоскости ζ известен и соответствующее обтекание изучено.

Обычно таким приемом удается сравнительно просто определить обтекание, например крылового профиля в плоскости Z, если известна преобразующая функция. При этом внешняя область вокруг профиля отображается на внешнюю область вокруг круга (рис. 139), а величина и направление скорости на бесконечности в обеих плоскостях сохраняется. Тогда циркуляция скорости вокруг профиля и круга, а следовательно, и силы, действующие на них, одинаковы. При конформном отображении величины скоростей изменяются соответственно $df/d\zeta$. Знание отображающей функции (9. 9) дает возможность определить соответствие точек обоих контуров — профиля и круга и тем самым получить значения скорости во всех точках профиля, рассчитав их на круге. Сказанное полностью относится и к пространству вне обтекаемого профиля и круга.

Обтекание потоком идеальной жидкости профиля с заостренной выходной кромкой, согласно постулату Чаплыгина (см. п. 15 и рис. 31), может происходить только так, что острие является точкой схода потока. Это однозначно определяет величину циркуляции скорости вокруг профиля при заданной величине и направлении скорости на бесконечности. При конформном преобразовании профиля в круг точке B на профиле должна соответствовать точка B' на круге, так как только в ней скорость на нем равна нулю. Точки B и B' являются при этом особыми точками, так как в них нарушается основное свойство конформного преобразования — сохранение углов. В точке B (рис. 140) угол равен $2\pi - \Delta$ (Δ — угол заострения профиля), а в точке B' он равен π.

Сравним рис. 140 с рис. 138. Очевидно, что циркуляция скорости вокруг цилиндра при заданном направлении v_∞ (угол α_∞ на рис. 140) была бы равна нулю, если бы точкой схода потока была точка B_0. Соответственно точка схода осталась бы в точке B', если бы направление v_∞, т. е. угол α_∞, изменилось на величину ε_0, а циркуляция скорости была бы равна нулю. При этом скорость на бесконечности будет направлена под углом $\alpha_\infty - \varepsilon_0 = \alpha_0$, который определяет направление бесциркуляционного обтекания цилиндра при заданной точке схода B'.

На профиле (рис. 140) соответствующее направление обозначено пунктирной прямой. Очевидно, что если при заданном на рис. 140 направлении v_∞ профиль повернуть на угол α, то точка схода на цилиндре переместится в точку B_0, т. е. $\alpha = \alpha_0$. Угол α между направлением скорости

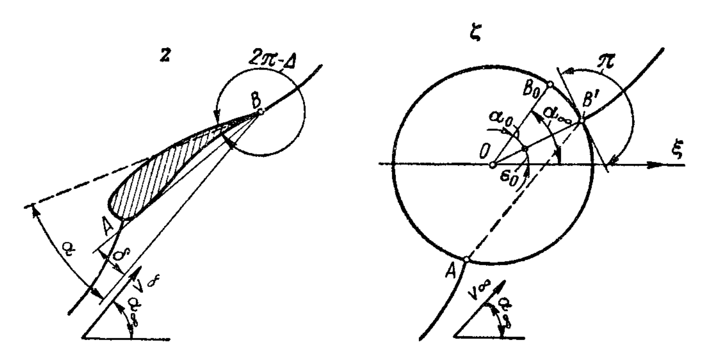


Рис. 140. Особые точки преобразования

на бесконечности и жестко связанным с каждым данным профилем бесциркуляционным направлением называют аэродинамическим углом атаки в отличие от геометрического угла атаки (или просто угла атаки) δ, под которым чаще всего понимают угол между направлением скорости на бесконечности и внешней хордой профиля (касательной к его контуру).

Из рассмотрения значения комплексного потенциала в особых точках B и B' при условии, что скорость в точке B' равна нулю, можно получить формулу, определяющую величину циркуляции скорости [58].

$$\Gamma = -4\pi a m_\infty \mid v_\infty \mid \sin \alpha, \tag{9. 10}$$

где am_∞ — коэффициент, характеризующий геометрические параметры профиля.

Обтекание пластины. Отображающая функция (9. 9) для ряда теоретических профилей может быть принята в виде

$$Z = \frac{1}{2}\left(\zeta + \frac{a^2}{\zeta}\right), \tag{9. 11}$$

где a — радиус окружности. Или, что то же самое, в виде, предложенном Н. Е. Жуковским и С. А. Чаплыгиным,

$$\zeta = \frac{1}{2}\left(Z + \frac{a^2}{Z}\right). \tag{9. 12}$$

Эта функция дает отображение окружности в плоскости Z на профиль в плоскости ζ.

Простейшим профилем является прямолинейная пластина. Подстановка

$$\zeta = ae^{i\theta} = a(\cos\theta + i\sin\theta) \tag{9. 13}$$

преобразует формулу (9. 12) к виду

$$Z = \frac{a}{2}(\cos\theta + i\sin\theta) + \frac{a}{2}(\cos\theta - i\sin\theta) = a\cos\theta. \qquad (9.14)$$

При этом окружность с радиусом a преобразуется в отрезок вещественной оси от $-a$ до $+a$, т. е. длиной $2a$ (диаметр круга).

Исследование обтекания пластины при условии, что точкой схода потока является ее выходная кромка, показывает [58], что циркуляция скорости вокруг нее равна

$$\Gamma_{пл} = 2\pi c \mid v_\infty \mid \sin\alpha. \qquad (9.15)$$

Сравнив это выражение с формулой (9. 10), получим, что для пластины $am_\infty = \frac{1}{2}c$, где $c = a$ — половина длины пластины.

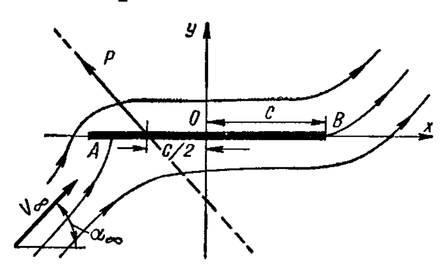


Рис. 141. Обтекание прямолинейной пластины

Весьма полезным является свойство обтекания пластины, согласно которому центр давления потока (рис. 141) (точка приложения равнодействующей сил давления P) всегда расположена на $^1/_4$ длины пластины независимо от значения скорости потока и угла атаки.

Представив выражение (9. 15) в формулу (9. 5), получим величину подъемной силы

$$P = 2\pi\varrho c \mid v_\infty \mid^2 \sin\alpha, \qquad (9.16)$$

которая зависит от размера c и значения скорости на бесконечности v_∞.

Введем понятие о коэффициенте подъемной силы, понимая под ним отношение подъемной силы P к скоростному напору набегающего потока. Обычно ось x направляют по скорости v_∞, тогда подъемная сила будет направлена по оси y и коэффициент подъемной силы

$$C_y = \frac{P}{\frac{1}{2}\varrho \mid v_\infty \mid^2 l}, \qquad (9.17)$$

где l — в общем случае длина хорды профиля. Для пластины $l = 2c$. Тогда из формулы (9. 16) для пластины получим

$$C_y = 2\pi \sin\alpha. \qquad (9.18)$$

Формула (9. 18), как показывают опыты [58], хорошо подтверждается при малых углах атаки, при которых только и обеспечивается безотрывное обтекание выходной кромки пластины.

Дужка окружности и эквивалентная пластина. Преобразующие функции типа (9. 11) при различных значениях ζ позволяют выполнить отображение на круг различных теоретических профилей. В частности, легко получить преобразование окружности в дужку окружности, как предельный случай профиля Жуковского при нулевой толщине [50].

Циркуляция скорости вокруг дужки

$$\Gamma = -2\pi a \mid v_\infty \mid \sin\left(\frac{\beta}{2} + \alpha_\infty\right), \qquad (9.19)$$

где β — угол между хордой l и касательной к дужке в ее конце, характеризующий кривизну дужки;

α_∞ — угол между скоростью на бесконечности v_∞ и осью x.

Из рис. 142 видно, что здесь в качестве хорды дужки (профиля) принят отрезок, стягивающий концы дужки и имеющий длину $l = 2c$.

Из формулы (9. 19) видно, что циркуляция скорости будет равна нулю при $\alpha_\infty = -\frac{\beta}{2}$. Для дужки окружности это направление совпадает с прямой, проходящей через середину дужки и ее выходную кромку.

Эквивалентной пластиной будем называть такую пластину, при обтекании которой потоком со скоростью v_∞ циркуляция скорости и подъемная сила на ней такие же, как и при обтекании соответствующей дужки (профиля) тем же потоком. Бесциркуляционное направление у пластины совпадает с самой пластиной, из чего следует, что эквивалентная данной дужке (профилю) пластина должна быть установлена (рис. 142) под углом $\beta/2$. Длина эквивалентной пластины может быть найдена из равенства подъемной силы на ней и дужке

$$l_э = \frac{l}{\cos\frac{\beta}{2}} = \frac{2c}{\cos\frac{\beta}{2}}. \qquad (9.20)$$

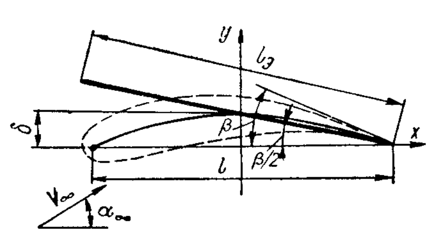


Рис. 142. Дужка и эквивалентная пластина

Принятие длины пластины по формуле (9. 20) позволяет просто определить коэффициент подъемной силы для дужки

$$C_y = \frac{P}{\frac{1}{2}\varrho|v_\infty|^2 2c} = \frac{2\pi\varrho a|v_\infty|^2\sin\left(\frac{\beta}{2}+\alpha_\infty\right)}{\frac{1}{2}\varrho|v_\infty|^2 2c}. \qquad (9.21)$$

Из формулы (9. 20) находим

$$2c = l_э\cos\frac{\beta}{2} = 2a\cos\frac{\beta}{2}. \qquad (9.22)$$

Тогда

$$C_y = 2\pi\frac{\sin\left(\frac{\beta}{2}+\alpha_\infty\right)}{\cos\frac{\beta}{2}}. \qquad (9.23)$$

Для дужек малой кривизны (слабо изогнутых профилей)

$$C_y = 2\pi\sin\left(\frac{\beta}{2}+\alpha_\infty\right). \qquad (9.24)$$

Из формулы (9. 24) видно, что если направление скорости на бесконечности совпадает с хордой дужки, т. е. $\alpha_\infty = 0$, то подъемная сила существует, и ее коэффициент $C_y = 2\pi\sin\frac{\beta}{2}$ зависит только от кривизны дужки (β).

Аэродинамические характеристики единичного крыла. При обтекании крыла потоком реальной жидкости возникает подъемная сила, перпендикулярная v_∞, и сила лобового сопротивления, параллельная v_∞ (рис. 143). При направлении оси x по скорости v_∞ силы обозначают Y — подъемная сила и X — сила сопротивления. Полная сила R является геометрической суммой сил Y и X.

Величина лобового сопротивления складывается из сопротивления трения и сопротивления давления. Сопротивление трения равно главному вектору касательных сил трения. Сопротивление давления вызвано изменением распределения давления при обтекании профиля реальной жидкостью по сравнению с распределением давления по профилю

при обтекании его идеальной жидкостью. Это изменение является результатом образования на профиле пограничного слоя и обратного влияния его на обтекающий поток. Особенно сильно это влияние [58, 59] сказывается в кормовой части профиля на его выпуклой стороне, где чаще всего имеет место диффузорное течение. Значительная доля сопротивления давления вызывается наличием закромочного аэродинамического следа.

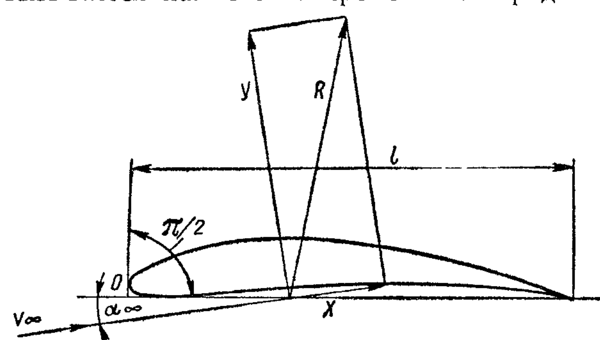


Рис. 143. Силы, действующие на профиль при обтекании его реальной жидкостью

Величины подъемной силы и силы сопротивления, как правило, определяются экспериментально путем продувок каждого данного профиля (крыла) в аэродинамической трубе [82].

Результаты таких экспериментов представляют обычно соответствующей характеристикой профиля (рис. 144), показывающей зависимость коэффициентов подъемной силы C_y и силы сопротивления C_x от угла атаки δ (на рис. 143 $\delta = \alpha_\infty$). Коэффициенты C_y и C_x равны

$$C_y = \frac{Y}{\frac{1}{2}\varrho v_\infty^2 l}, \tag{9. 25}$$

$$C_x = \frac{X}{\frac{1}{2}\varrho v_\infty^2 l}. \tag{9. 26}$$

При малых углах атаки величина коэффициента C_y пропорциональна углу атаки [см. формулу (9. 24)]. С ростом угла атаки растет диффузорность течения на выпускной стороне профиля и вызванное ею сопротив-

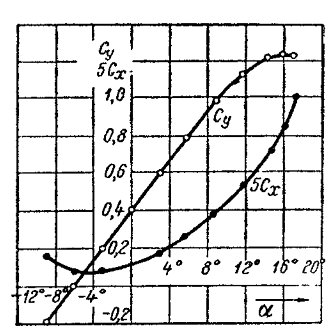


Рис. 144. Аэродинамические характеристики крыла

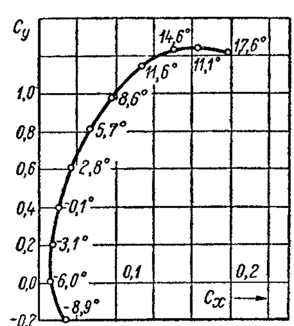


Рис. 145. Поляра крыла

ление давления. Дальнейшее увеличение угла атаки приводит к отрыву пограничного слоя от профиля и резкому возрастанию лобового сопротивления. Отрыв слоя вызывает существенное изменение распределения давления на профиле и уменьшение подъемной силы (рис. 144).

Аэродинамические характеристики крыла [$C_y(\delta)$ и $C_x(\delta)$] могут быть объединены в одну кривую (рис. 145), называемую полярой крыла. Угол атаки помечается в отдельных точках этой кривой как параметр.

49. Прямая решетка профилей

Вырежем в области рабочего колеса элементарный цилиндрический слой двумя бесконечно близкими соосными цилиндрами (рис. 146) и развернем его на плоскость. Сечения этого слоя лопастями рабочего колеса дадут ряд профилей. Продолжим этот ряд в обе стороны до бесконечности. Тогда обтекание каждого из профилей этого прямого ряда будет одинаковым, что соответствует его работе в цилиндрическом слое. Такой бесконечный ряд профилей (рис. 147) с одинаковыми расстояниями между двумя соседними профилями носит название прямой плоской бесконечной решетки профилей. Эта решетка может быть получена также бесконечным дискретным смещением профиля вдоль прямой u, называемой осью решетки.

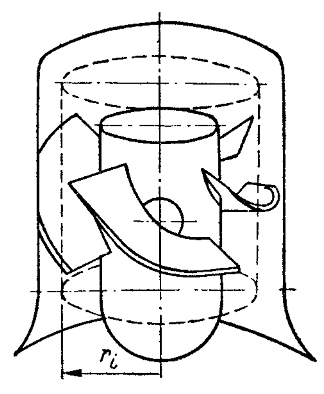


Рис. 146. Цилиндрическое сечение рабочего колеса осевого насоса

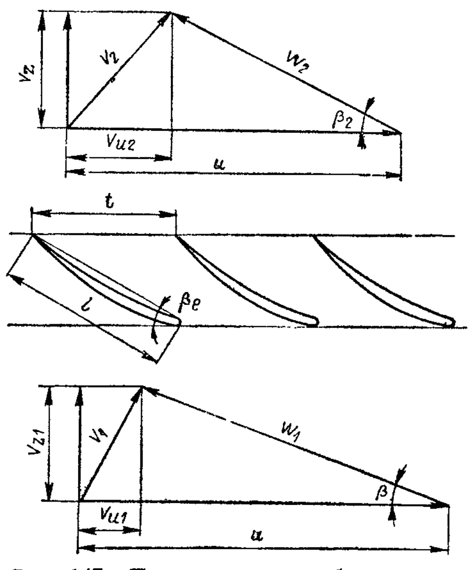


Рис. 147. Прямая плоская бесконечная решетка профилей

Основными характеристиками решетки являются: форма профиля, угол установки профиля в решетке α (угол между хордой профиля и осью решетки), шаг $t = \frac{2\pi r}{Z}$ (r — радиус цилиндрического сечения, Z — число лопастей в колесе) и густота решетки l/t — отношение длины профиля к шагу решетки.

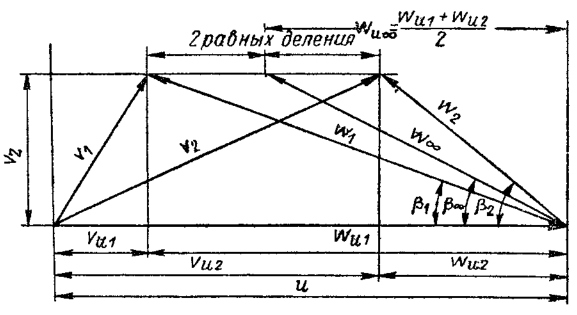


Рис. 148. Совмещенный план скоростей для прямой решетки профилей

Планы скоростей. При вращении рабочего колеса решетка профилей движется вдоль своей оси со скоростью переносного движения $u = r\omega$. В любой точке потока перед и за решеткой может быть построен соответствующий план скоростей (рис. 147). Скорости переносного движения до решетки и за ней одинаковы. В силу сплошности потока осевые составляющие абсолютной скорости v_z до решетки и за ней также одинаковы. Сказанное дает возможность совместить планы скоростей до и за решеткой (рис. 148).

Принципиальное отличие работы решетки профилей от единичного профиля заключается в том, что направления скорости жидкости до и за решеткой различны, т. е. работа решетки профилей изменяет направление скорости на бесконечности, а работа единичного профиля этого направления не изменяет. Так как $v_{z\,1} = v_{z\,2}$, то возмущающее действие решетки скажется только на окружной составляющей скорости. Относительная скорость w_∞, равная среднему геометрическому значению из величин относительных скоростей до решетки w_1 и за ней w_2, носит название скорости

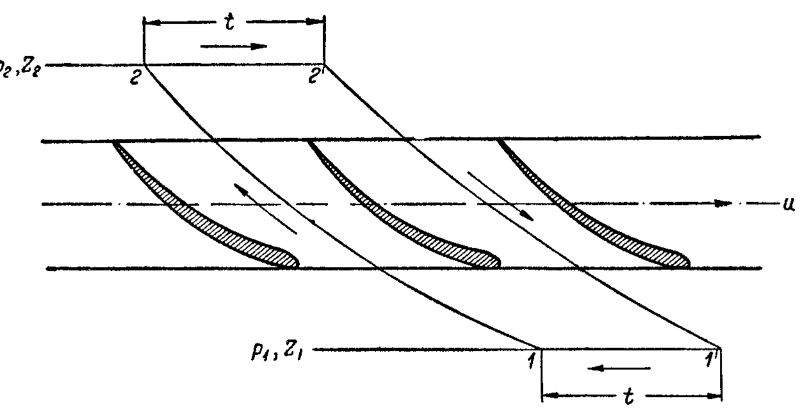


Рис. 149. К выводу циркуляции скорости вокруг профиля в решетке

на бесконечности и играет в теории решеток ту же роль, что и скорость на бесконечности в случае обтекания единичного профиля. Величина ее и направление определяются из плана скоростей (рис. 148)

$$w_\infty = \sqrt{w_z^2 + \left(\frac{w_{u\,1} + w_{u\,2}}{2}\right)^2}; \tag{9.27}$$

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{w_z}{w_{u\,\infty}} = \frac{2w_z}{w_{u\,1} + w_{u\,2}}. \tag{9.28}$$

Циркуляция скорости вокруг профиля в решетке. Возмущающее действие решетки на поток проявляется только в случае существования на профилях подъемной силы, т. е. силы взаимодействия профиля с потоком жидкости. Возникновение этой силы является следствием наличия циркуляции скорости вокруг профилей. Определим величину циркуляции скорости вокруг профиля в решетке.

Выберем контур, охватывающий профиль так, чтобы исключить из рассмотрения неизвестные скорости внутри области решетки (рис. 149). Для этого составим контур, образованный двумя расположенными на расстоянии шага t линиями тока $1, 2$ и $1', 2'$ и двумя прямыми $1', 1$ и $2, 2'$, параллельными оси решетки. Тогда вдоль выбранных отрезков линий тока вследствие цикличности течения в решетке скорости будут одинаковыми, а циркуляции скорости по ним будут равны по величине, но вследствие противоположности направления интегрирования — обратны по знаку.

Циркуляция скорости по выбранному контуру (направление интегрирования показано на рис. 149 стрелками)

$$\Gamma_л = \oint\limits_{(1,\,2,\,2',\,1',\,1)} w\,ds \cos\left(\widehat{w, s}\right) = \int\limits_{1,\,2} w\,ds \cos\left(\widehat{w, s}\right) +$$

$$+ \int\limits_{2,\,2'} w\,ds \cos\left(\widehat{w, s}\right) + \int\limits_{2',\,1'} w\,ds \cos\left(\widehat{w, s}\right) + \int\limits_{1',\,1} w\,ds \cos\left(\widehat{w, s}\right) =$$

$$= \int_{2,\,2'} w\,ds\cos\left(\widehat{w,\,s}\right) + \int_{1',\,1} w\,ds\cos\left(\widehat{w,\,s}\right) =$$

$$= -t\,(w_{u\,2} - w_{u\,1}) = t\,(v_{u\,2} - v_{u\,1}). \qquad (9.\,29)$$

Основное уравнение работы насоса [формула (2. 39)] в случае осевого насоса ($u_1 = u_2 = u$) может быть записано в виде

$$H_m = \frac{u\,(v_{u\,2} - v_{u\,1})}{g}. \qquad (9.\,30)$$

Сравнив выражения (9. 30) и (9. 29) и учитывая, что шаг $t = \frac{2\pi r}{Z}$, а окружная скорость $u = r\omega$, получим формулу, связывающую величины циркуляции скорости и теоретического напора насоса,

$$\Gamma_л = \frac{2\pi}{Z}\cdot\frac{gH_m}{\omega}. \qquad (9.\,31)$$

Теорема Жуковского о подъемной силе профиля решетки. На профиль решетки, обтекаемый потоком идеальной жидкости, действует сила P

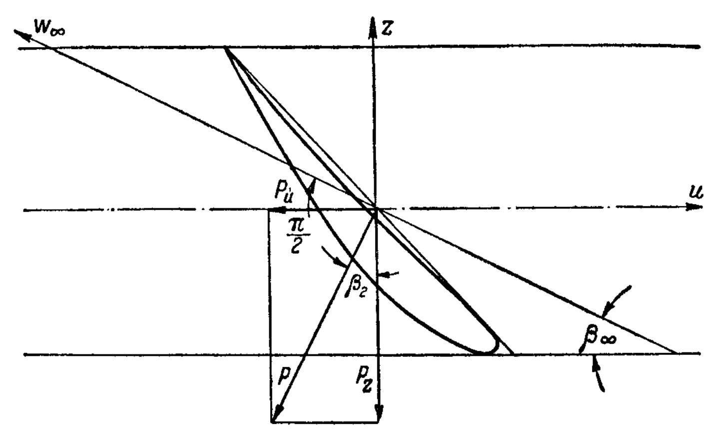


Рис. 150. Силы, действующие на профиль решетки при обтекании его потоком идеальиой жидкости

(рис. 150), которую можно разложить на две составляющие: P_u — параллельную оси решетки и P_z — перпендикулярную ей.

Рассмотрим некоторый объем жидкости вокруг профиля. Выберем контрольную поверхность, ограничивающую этот объем, по контуру *1*, *2*, *2'*, *1'*, *1*, показанному на рис. 149.

Ширина объема перпендикулярно плоскости чертежа равна единице. На выделенном контуре значения скорости и давления в одноименных точках на расстоянии шага друг от друга одинаковы.

Для определения составляющей P_u применим к выделенному объему теорему об изменении количества движения в проекции на ось u. Силы, действующие на элементы контура *1*, *2* и *1'*, *2'*, равны по величине, но обратны по знаку вследствие противоположного направления нормали к этим поверхностям. Силы, действующие по элементам контура *1*, *1'* и *2*, *2'* перпендикулярны оси и их проекции на эту ось равны нулю. То же относится и к проекции силы тяжести.

Таким образом, из внешних сил, действующих на выделенный объем, остается только сила P_u с обратным знаком.

Приравняем ее секундному изменению количества движения

$$-P_u = -\varrho w_z t\,(w_{u\,2} - w_{u\,1}). \qquad (9.\,32)$$

Заменив разность окружных составляющих относительных скоростей разностью тех же составляющих абсолютных скоростей (см. рис. 148), получим

$$P_u = -\varrho w_z t\,(v_{u\,2} - v_{u\,1}) = -\varrho w_{z\,\infty}\Gamma_л, \tag{9. 33}$$

так как $w_z = w_{z\,\infty}$.

Составим уравнение количества движения в проекции на ось z. Внешние силы, действующие по элементам контура 1, 2 и $1'$, $2''$, аналогично предыдущему равны по величине, но обратны по знаку; силы, действующие по элементам контура 1, $1'$ и 2, $2'$, в сумме дают величину $t\,(p_1 - p_2)$; сила веса равна $\gamma t\,(z_2 - z_1)$; кроме того, сила P_z проектируется на ось z со знаком минус. Приравняем сумму проекций всех сил секундному изменению количества движения. Получим

$$t\,(p_1 - p_2) - \gamma t\,(z_2 - z_1) - P_z = \varrho w_z t\,(w_{z\,2} - w_{z\,1}) = 0, \tag{9. 34}$$

так как $w_{z\,2} = w_{z\,1}$.

Тогда из уравнсния (9. 34)

$$P_z = -t\gamma\left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + z_2 - z_1\right). \tag{9. 35}$$

В скобках правой части выражения (9. 35) находится статическая часть уравнения Бернулли. Определим ее, пользуясь этим уравнением в относительном движении,

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + z_2 - z_1 = \frac{w_1^2 - u^2 - w_2^2 + u^2}{2g} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g}. \tag{9. 36}$$

Заменим величины относительных скоростей их составляющими, пользуясь рис. 148,

$$w_1^2 - w_2^2 = w_{u\,1}^2 + w_{z\,1}^2 - w_{u\,2}^2 - w_{z\,2}^2 = w_{u\,1}^2 - w_{u\,2}^2. \tag{9. 37}$$

Подставим выражение (9. 37) в уравнение (9. 36) и полученный результат — в формулу (9. 35). Найдем

$$P_z = -t\frac{\gamma}{g}\cdot\frac{w_{u\,1}^2 - w_{u\,2}^2}{2} = -t\varrho\frac{w_{u\,1} + w_{u\,2}}{2}(w_{u\,1} \quad w_{u\,2}) =$$

$$= -t\varrho\,(v_{u\,2} - v_{u\,1})\frac{w_{u\,2} + w_{u\,1}}{2} = -\varrho\Gamma_л w_{u\,\infty}. \tag{9. 38}$$

Величина полной силы P, действующей на профиль,

$$P = \sqrt{P_u^2 + P_z^2} = \varrho\Gamma_л\sqrt{w_{z\,\infty}^2 + w_{u\,\infty}^2} = \varrho\Gamma_л w_\infty. \tag{9. 39}$$

Направление ее действия определим углом между силой P и осью z

$$\mathrm{tg}\left(\widehat{P, z}\right) = \frac{P_u}{P_z} = \frac{w_{z\,\infty}}{w_{u\,\infty}} = \mathrm{tg}\,\beta_\infty. \tag{9. 40}$$

Откуда $\widehat{P, z} = \widehat{w_\infty, u}$, т. е. $P \perp w_\infty$.

Уравнения (9. 39) и (9. 40) выражают теорему Жуковского: величина подъемной силы P, с которой поток действует на обтекаемый им профиль, равна произведению плотности жидкости ϱ, циркуляции скорости вокруг профиля $\Gamma_л$ и скорости на бесконечности w_∞. Направление силы P перпендикулярно направлению w_∞, сам вектор повернут против направления циркуляции. Введение в теорию решеток понятия о среднегеометрической скорости w_∞ оправдано тем, что при этом формула для подъемной силы профиля решетки приводится к такому же виду, как и для единичного профиля (9. 5).

Подъемная сила профиля решетки при обтекании его реальной жидкостью. Уравнения (9. 33) и (9. 38) были получены применением теоремы об изменении количества движения, справедливой как для идеальной, так и для реальной жидкости. Но при выводе формулы (9. 38) мы использовали уравнение Бернулли для идеальной жидкости (9. 36). При обтекании профиля реальной вязкой жидкостью в уравнение (9. 36) должен быть введен член, учитывающий потери энергии (напора), т. е. член h_p

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + z_2 - z_1 = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} - h_p. \qquad (9.41)$$

Тогда из уравнений (9. 35) и (9. 41) получим выражение для подъемной силы R_z, действующей на профиль при обтекании его реальной жидкостью,

$$R_z = -t\gamma\left(\frac{w_{u\,1}^2 - w_{u\,2}^2}{2g} - h_p\right) = -(\varrho\Gamma_л w_{u\,\infty} - t\gamma h_p), \qquad (9.42)$$

откуда следует, что

$$R_z = P_z - t\gamma h_p. \qquad (9.43)$$

На рис. 151 показан план сил, действующих на профиль в решетке, обтекаемой потоком реальной жидкости. В этом случае сила R направлена под некоторым углом $\frac{\pi}{2} - \lambda$ к вектору скорости w_∞. Лобовое сопротивление профиля X_p возникает в результате наличия потерь напора h_p.

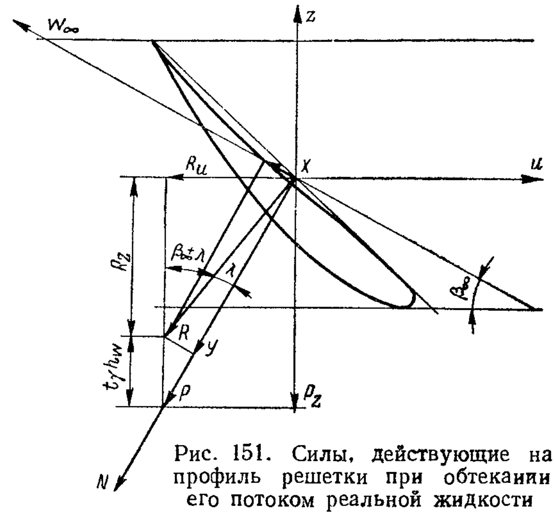


Рис. 151. Силы, действующие на профиль решетки при обтекании его потоком реальной жидкости

Коэффициент полезного действия решетки. Отношение лобового сопротивления X_p к подъемной силе Y_p называют обратным качеством профиля. Оно равно

$$\operatorname{tg}\lambda = \frac{X_p}{Y_p}. \qquad (9.44)$$

Согласно определению

$$\eta_{г,\,p} = \frac{H_m - h_p}{H_m} = 1 - \frac{h_p}{H_m}. \qquad (9.45)$$

Выразим потери энергии h_p и теоретический напор H_m через силу R. Потеря напора h_p равна работе силы лобового сопротивления X_p, отнесенной к единице веса жидкости, на пути, проходимом профилем относительно жидкости в единицу времени, т. е. w_∞. Примем вес жидкости $\gamma t w_{z\,\infty}$. Тогда

$$h_p = \frac{X_p w_\infty}{\gamma t w_{z\infty}} = \frac{w_\infty R \sin\lambda}{\gamma t w_\infty \sin\beta_\infty} = \frac{R\sin\lambda}{\gamma t\sin\beta_\infty}. \qquad (9.46)$$

Теоретический напор H_m равен работе окружной составляющей R_u, приходящейся на единицу веса жидкости,

$$H_m = \frac{uR_u}{\gamma t w_{z\,\infty}} = \frac{uR\sin(\beta_\infty + \lambda)}{\gamma t w_\infty \sin\beta_\infty}. \qquad (9.47)$$

Из уравнения (9. 45) и (9. 47) следует, что

$$\eta_{г,\,р} = 1 - \frac{w_\infty}{u} \cdot \frac{\sin \lambda}{\sin (\beta_\infty + \lambda)}, \tag{9.48}$$

т. е. к. п. д. решетки уменьшается с увеличением обратного качества $\operatorname{tg} \lambda$ или λ.

Решетка пластин. Простейшей решеткой профилей является решетка пластин. Решетка профилей может быть заменена решеткой эквивалентных пластин способом, аналогичным описанному при рассмотрении изолированного профиля. Решетка пластин может быть конформно отображена на круг либо на решетку кругов [49], но при этом отображающая функция будет иметь более сложную форму, чем выражения (9. 11) или (9. 12).

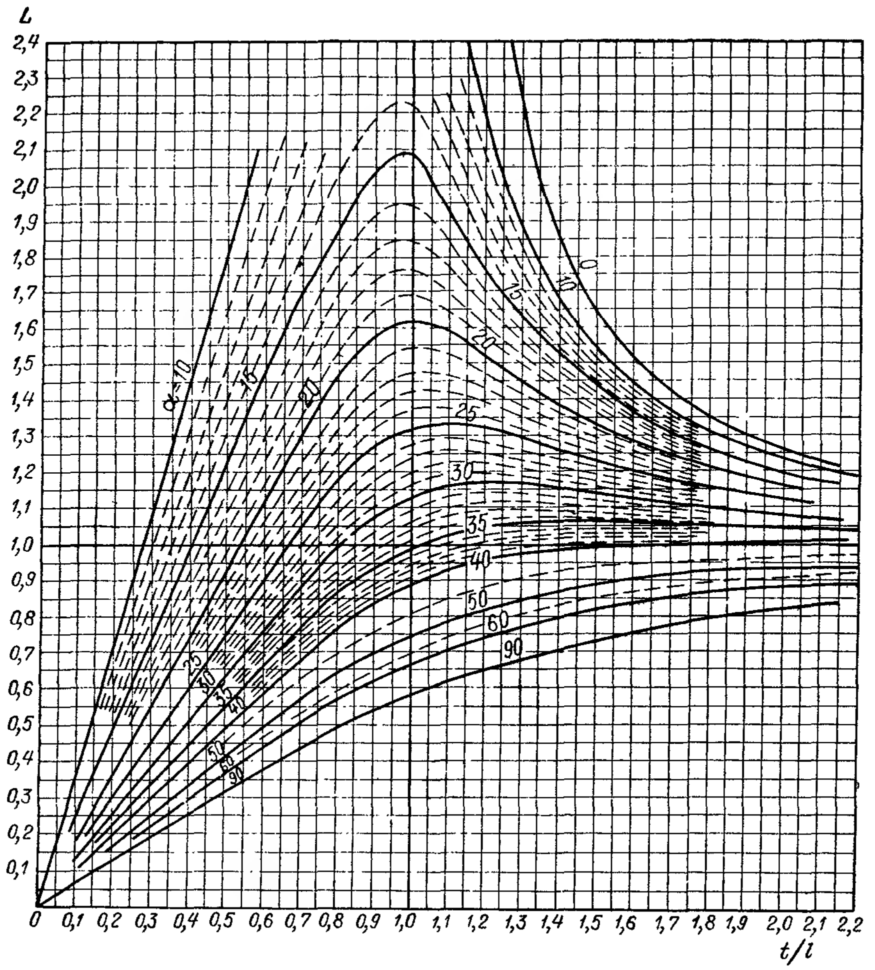


Рис. 152. К учету взаимного влияния пластин в прямолинейной решетке

Сложность изучения течения через решетку профилей, а в частности, и через решетку прямолинейных пластин, заключается в наличии взаимного влияния на обтекание данной пластины работы всех остальных пластин бесконечной решетки. Вокруг каждой из пластин решетки, если она работает, есть циркуляция скорости. Взаимодействие решетки

профилей с потоком на бесконечности в первом приближении может быть заменено взаимодействием с этим потоком решетки (цепочки или бесконечного дискретного ряда) точечных вихрей. Очевидно, что индуцируемые каждым вихрем скорости изменяют условия течения вокруг данного рассматриваемого вихря (профиля).

Циркуляция скорости вокруг некоторой данной пластины в решетке в общем случае всегда отлична от циркуляции вокруг изолированной пластины. При прочих равных условиях

$$\Gamma_{1\,p} = L\Gamma_1 = L\pi l\,|\,v_\infty\,|\,\sin\alpha, \tag{9. 49}$$

где L — коэффициент, учитывающий взаимное влияние пластин в решетке;

Γ_1 — циркуляция скорости вокруг единичной пластины;

$l = 2c$ — длина пластины.

Очевидно, что взаимное влияние пластин зависит от густоты решетки $\frac{l}{t}$. При $\frac{l}{t} \to 0$ взаимное влияние стремится к нулю, а L — к единице. Величина L зависит также от угла установки пластин в решетке [58]. На рис. 152 представлена зависимость коэффициента L от относительного шага t/l и угла установки α для решетки прямолинейных пластин. Этот график с достаточной степенью точности может быть использован для определения влияния решетки из пластин и для решеток слабо изогнутых и сравнительно тонких профилей. Пользование им позволяет проектировать лопастные колеса из единичных профилей, качества которых определены аэродинамической продувкой.

50. Основы расчета решеток профилей

В теории решеток рассматривают две основные задачи: расчет обтекания заданной решетки и определение геометрических параметров решетки по заданным характеристикам потока. Первую задачу называют прямой, вторую — обратной. При расчете осевого насоса в подавляющем большинстве случаев пользуются решением обратной задачи, т. е. непосредственной задачи, решаемой каждым конструктором. Однако оценка работы спроектированной решетки при нерасчетных режимах работы возможна только путем решения прямой задачи.

В монографии [105] изложено современное состояние теории решеток и методов решения ее основных задач. Большинство методов решают прямую задачу. Главными путями являются методы конформного отображения внешней области решеток заданных профилей на некоторые простые области, в которых известны теоретические решения обтекания. Наиболее распространены методы отображения решетки профилей на единичный круг либо на решетку кругов. К методам конформного отображения относятся также построения обтекания решеток по методу годографа скорости [105].

Вторым основным направлением расчета решеток является способ сложения потоков: плоскопараллельного на бесконечности с потоком от особенностей (вихрей, источников, стоков, иногда — диполей), расположенных на исследуемой дужке, профиле и др. К этому направлению относятся методы интегральных уравнений, в частности метод Вознесенского — Пекина.

Решетка круговых дужек. Прямолинейная решетка профилей может быть заменена эквивалентной решеткой бесконечно тонких дужек, гидродинамический расчет которых значительно проще.

Расчет лопастных систем осевых гидромашин с помощью решения интегральных уравнений обтекания решеток тонких дужек принципиально был создан в 1930—1935 гг. профессором ЛПИ И. Н. Вознесенским [17] и в дальнейшем разработан под его руководством В. Ф. Пекиным [61] и А. Ф. Лесохиным и Л. А. Симоновым [55]. Наиболее широкое распространение в насосостроении получил в настоящее время метод Вознесенского—Пекина, уточненный в дальнейшем Н. А. Колокольцовым. Это явилось следствием простоты конечного вида расчета и высокими качествами созданных с его применением насосов.

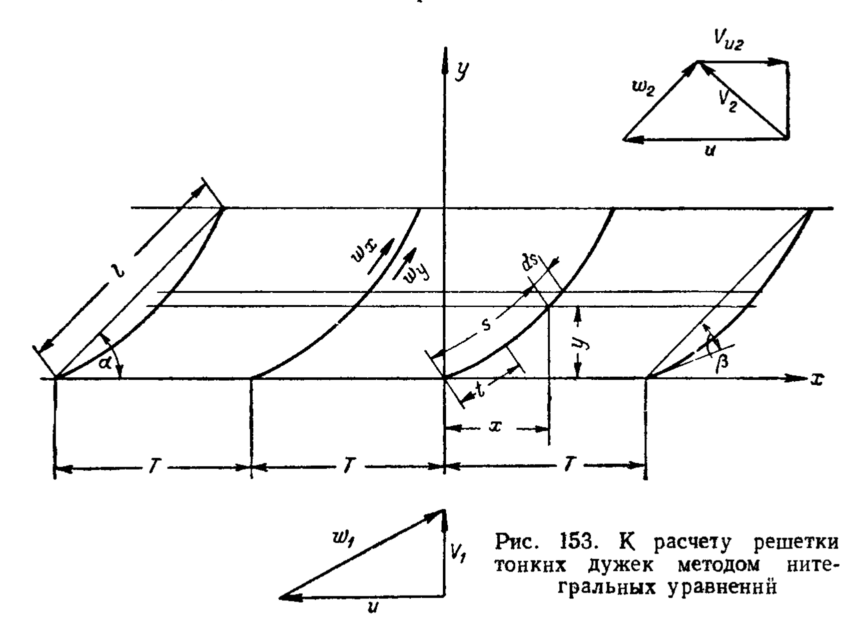


Рис. 153. К расчету решетки тонких дужек методом интегральных уравнений

В этом методе при учете взаимного влияния профилей решетки пренебрегают влиянием их толщины и в качестве эквивалентной профилю дужки принимают часть дуги окружности, сокращенно — дужку круга.

В основе метода лежит составление и решение уравнения обтекания решетки дужек с заменой дужки вихревой поверхностью. Обтекание решетки достигается сложением плоскопараллельного потока на бесконечности с циркуляционным от заменяющих дужку вихрей. Этот метод дает решение прямой задачи. В. Ф. Пекиным и Н. А. Колокольцовым в лаборатории гидромашин ЛПИ были выполнены систематические расчеты, позволившие им составить соответствующие графики для решения требуемой при проектировании машин обратной задачи.

Рассмотрим кратко основные положения этого метода.

Функция тока потока в некоторой произвольной точке изолированной дужки (рис. 153) на расстоянии t от ее начала определяется суммой

$$\psi(t) = \psi_0(t) + \psi_1(t) = \text{const}, \tag{9.50}$$

где функция тока вихревых точек дужки

$$\psi_1 = \int_0^l \frac{\nu(s)\,ds}{2\pi} \ln r(s,\ t). \tag{9.51}$$

Здесь $\nu(s)\,ds = d\Gamma(s) = d\Gamma$ — циркуляция скорости, где $\nu(s) = \frac{d\Gamma}{ds}$ — плотность распределения вихрей $r(s, t)$ — расстояние от рассматриваемой точки профиля до текущей точки с элементарным вихрем $d\Gamma(s)$.

Тогда

$$\psi(t) = \psi_0(t) + \frac{1}{2\pi}\int_0^l \nu(s)\ln r(s,\ t)\,ds = \mathrm{const}. \qquad (9.52)$$

Выполнение постулата Чаплыгина на выходной кромке обеспечивается выбором

$$\nu(l) = 0. \qquad (9.53)$$

При переходе к обтеканию дужки решетки в интегральное уравнение (9. 52) необходимо внести следующие изменения: функция тока невозмущенного потока ψ_0 должна определяться среднегеометрической относительной скоростью в решетке w_∞. Под знаком интеграла вместо простой функции $\ln r$, соответствовавшей функции тока потока, вызванного вихрями, расположенными на данной дужке, и определяемой по формуле

$$d\psi_1 = \frac{\nu(s)\,ds}{2\pi}\ln r,$$

должна быть более сложная функция тока потока, вызванного присоединенными вихрями, расположенными на элементах ds (рис. 153) всех дужек решетки

$$d\psi_1 = \lim_{n\to\infty}\frac{\nu(s)\,ds}{2\pi}\sum_{k=-n}^{n}\ln r_k, \qquad (9.54)$$

где r_k — расстояние между точкой потока z, в которой определяется функция тока, и точкой s на k-й дужке решетки.

Бесконечную сумму логарифмов можно заменить бесконечным произведением под знаком логарифма, которое, в свою очередь, может быть выражено тригонометрической функцией. Окончательно функция тока в случае решетки дужек с длиной хорды $l_0 = 1$, т. е. с относительным шагом $T_0 = \frac{T}{l}$, определится выражением

$$\psi(t) = \psi_0(t) + \frac{1}{2\pi}\int_0^l \nu(s)\ \times$$

$$\times \ln\sqrt{\sin^2\frac{\pi}{T_0}(x_t - x_s) + \mathrm{sh}^2\frac{\pi}{T_0}(y_t - y_s)}\,ds\ . \qquad (9.55)$$

Обозначим подкоренное выражение K^2, тогда

$$\psi(t) = \psi_0(t) + \frac{1}{2\pi}\int_0^l \nu(s)\ln K\,ds, \qquad (9.56)$$

кроме того,

$$\int_0^l \nu(s)\,ds = \frac{\Gamma_1}{l_0}. \qquad (9.57)$$

Общее решение интегрального уравнения (9. 56) в параметрической форме имеет вид

$$\nu(s) = f(T_0;\ S;\ \alpha;\ \beta;\ w_{\infty x};\ w_{\infty y};\ C).$$

Подставив эту функцию в уравнение (9. 57), получим

$$\frac{\Gamma_1}{l_0} = f\left(T_0;\ \alpha;\ \beta;\ w_\infty;\ C\right),$$

где C — произвольная постоянная интегрирования, которая может быть определена применением постулата Чаплыгина [формула (9.53)].

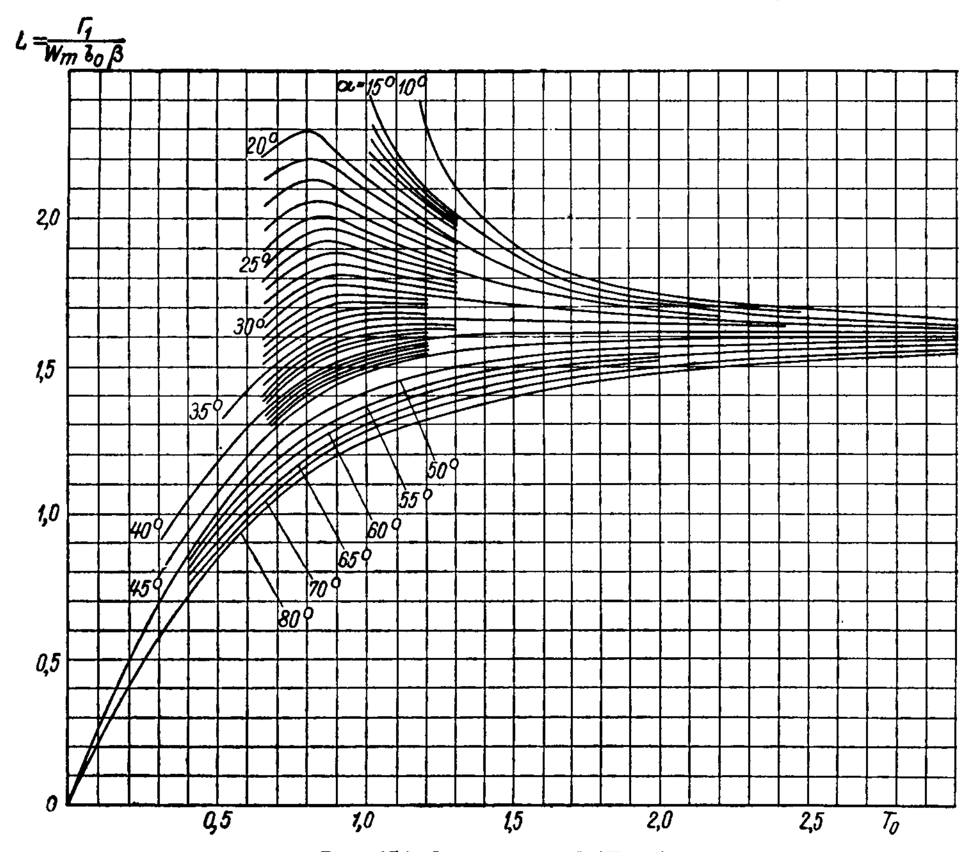


Рис. 154. Зависимость L (T_0; α)

Тогда

$$\frac{\Gamma_1}{l_0} = f_2\left(T_0;\ \alpha;\ \beta;\ w_\infty\right). \qquad (9.\ 58)$$

Обозначим α_1 угол между осью решетки и направлением скорости w_∞. Возмущение обтекания данной дужки системой присоединенных вихрей на всех остальных дужках решетки приводит к тому, что угол установки α отличается от α_1 на величину

$$\Delta\alpha = \alpha - \alpha_1, \qquad (9.\ 59)$$

учитывающую влияние на данный профиль всех остальных профилей решетки.

Окончательно выражение (9. 58) принимает вид

$$\frac{\Gamma_1}{w_\infty l_0} = \varphi\left(T_0;\ \alpha;\ \beta;\ \Delta\alpha\right). \qquad (9.60)$$

Формула (9. 60) является решением интегрального уравнения.

В. Ф. Пекин и Н. А. Колокольцов по предложению И. Н. Вознесенского выполнили систематические расчеты обтекания решеток дужек при дополнительном условии: равенстве нулю угла атаки δ — так называемом безударном входе, которое записывается выражением

$$\nu(0) = 0. \qquad (9.61)$$

Принятие этого условия улучшает кавитационные и энергетические качества колеса и значительно облегчает расчеты. Тогда решение уравнения (9. 56) принимает вид

$$\frac{\Gamma_1}{w_\infty l_0} = \varphi_1(T_0;\ \alpha;\ \beta) \qquad (9.62)$$

$$\Delta\alpha = \varphi_2(T_0;\ \alpha;\ \beta). \qquad (9.63)$$

Функции φ_1 и φ_2 находят численным интегрированием уравнения (9. 56), приведенного к системе $n+2$ линейных уравнений с $n+2$ неизвестными в $n+2$ точках дужки. Расчеты были выполнены при $n = 4$; 6; 8. В результате было установлено, что в сравнительно широком диапазоне изменения кривизны β величина $\frac{\Gamma_1}{w_\infty l_0 \beta_0} = L$ практически зависит только от T_0 и α. Это дало возможность построить один общий график $L(T_0;\ \alpha)$, приведенный на рис. 154.

Для насосов величина $\Delta\alpha$ всегда положительна. При $\alpha < (35 \div 40°)$ приближенно можно считать $\Delta\alpha$ зависящим только от β и T_0 (рис. 155). При $\alpha > 45_0$, что соответствует лопаткам выправляющих аппаратов и иногда — корневым сечениям лопастей рабочего колеса, значения $\Delta\alpha$ становятся бóльшими. В этих случаях $\Delta\alpha$ зависит еще и от α (рис. 156).

Порядок расчета решетки тонких дужек. Рассмотрим порядок расчета решетки методом Вознесенского—Пекина на примере. Рассчитаем корневое и периферийное сечения лопасти рабочего колеса насоса со следующими параметрами: $H = 12$ *м*, $Q = 1{,}58$ *м³/сек*. В результате предварительного расчета основных конструктивных параметров (см. п. 51) выберем: диаметр рабочего колеса $D = 0{,}530$ *м*, скорость вращения $n = 1000$ *об/мин*, втулочное отношение $d = \frac{D_{вт}}{D} = 0{,}45$, густоту решеток втулочного сечения $\left(\frac{l}{t}\right)_{\rm I} = 1{,}40$ и периферийного $\left(\frac{l}{t}\right)_{\rm V} = 0{,}92$, относительные значения максимальных толщин втулочного сечения $\left(\frac{d_m}{l}\right)_{\rm I} = 0{,}09$ и периферийного $\left(\frac{d_m}{l}\right)_{\rm V} = 0{,}03$.

Коэффициент быстроходности этого насоса $n_s = 700$. Радиусы сечений примем равными на корне $r_{\rm I} = 0{,}125$ *м*, на периферии $r_{\rm V} = 0{,}260$ *м*. Гидравлический к. п. д. на этих сечениях равен соответственно 0,93 и 0,88.

Порядок и результаты расчета даны в табл. 13, содержащей три колонки: постоянные расчета, первое приближение, предварительно учитывающее стеснение потока телом лопастей, и второе приближение, уточняющее величину и влияние стеснения после введения поправки угла установки $\Delta\alpha$.

Если в результате расчета первого приближения величина доворота профиля в решетке $\Delta\alpha$ получится меньше чем 1°, то второе приближение практически совпадает с первым, т. е. его можно не выполнять. Промежуточные значения $\Delta\alpha$ на рис. 156 можно определять линейной интерполяцией.

Описанная методика расчета решетки тонких дужек дает решение в конечной форме. Последовательные приближения, введенные в табл. 13, относятся только к уточнению влияния стеснения, т. е. к уточнению величины w_z.

Решетки тонких профилей других форм. Метод Вознесенского—Пекина позволяет рассчитать только решетку круговых дужек. Это лишает проектировщика возможности при гидромеханическом расчете решетки влиять

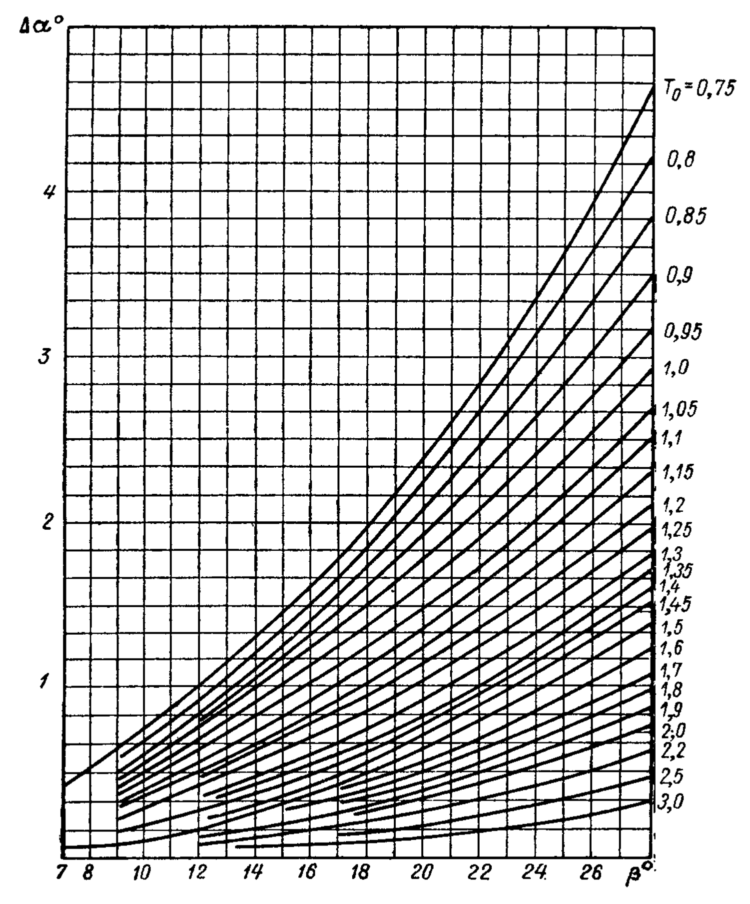
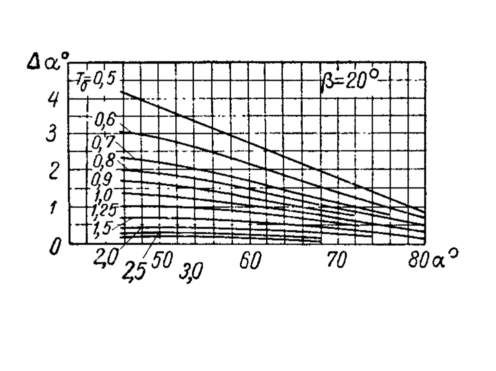


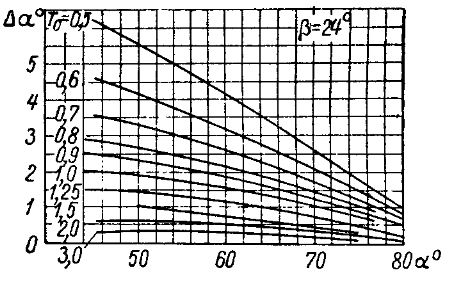
Рис. 155. Зависимость $\Delta\alpha$ (β_0; T_0)

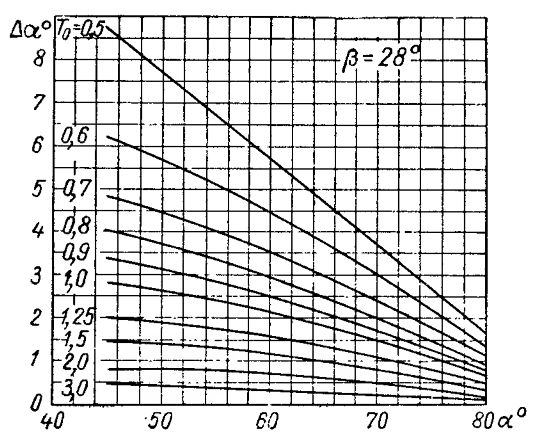
на распределение скоростей изменением формы дужки. Расчет решетки дужек произвольной формы методом интегральных уравнений был разработан на Ленинградском металлическом заводе [55].

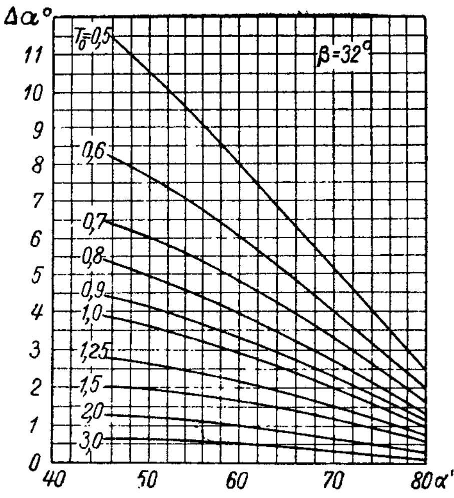
В последнее время С. М. Белоцерковским, А. С. Гиневским и Я. Е. Полонским [10] была выполнена работа по систематическим расчетам серий решеток, составленных из дужек двухпараметрической формы. Примененный авторами метод является развитием того же метода интегральных уравнений. Для численного решения была использована электронная машина дискретного счета. Полученные результаты сведены в атлас, дающий возможность подбирать решетки на требуемые параметры.

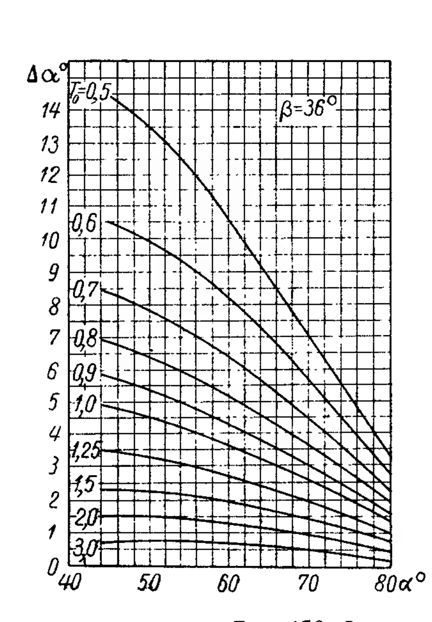
Замена тонкой дужки телесным профилем. На профиле конечной толщины присоединенные вихри находятся на поверхности профиля. В решетке таких профилей расстояния между их поверхностями меньше,











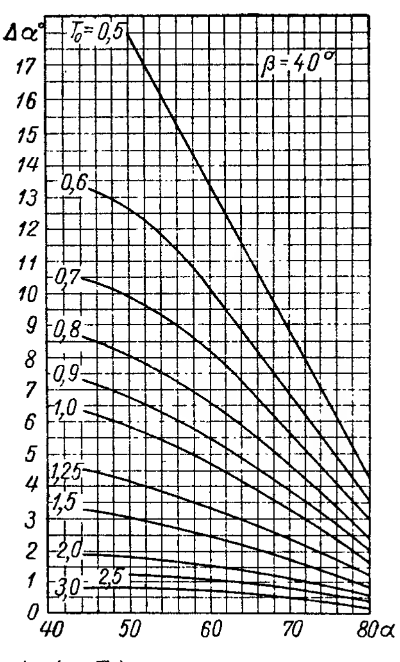


Рис. 156. Зависимость Δα (α; T_0)

Таблица 13

Пример расчета решетки тонких дужек

№ пп.	Постоянные	Сечение I	Сечение V	№ пп.	Первое приближение	Сечение I	Сечение V	№ пп.	Второе приближение	Сечение I
1	r	0,125	0,260	16	$\mathrm{tg}\,\alpha_\infty = (14):(13)$	1,09	0,365	31	$\sin(30)$	0,819
2	l/t	1,40	0,92	17	α_∞	47°28′	20°03′	32	$(8):(31)\,\frac{Z}{2\pi r}$	0,104
3	d_m/l	0,09	0,03	18	$\sin\alpha_\infty$	0,737	0,343	33	$\varkappa = \frac{1}{1-(32)}$	1,12
4	$\eta_г$	0,93	0,88	19	$(8):(18)\,\frac{z}{2\pi r}$	0,116	0,052	34	$w_z = (14)\cdot(33)$ *м/сек*	10,1
5	$l = \frac{2\pi r}{z}(2)^*$ *м*	0,275	0,375	20	$\varkappa = \frac{1}{1-(19)}$	1,14	1,05	35	$\mathrm{tg}\,\alpha' = (34):(13)$	1,22
6	$d_m = (3)\cdot(5)$ *м*	0,025	0,011	21	$w_z = (14)\cdot(20)$ *м/сек*	10,3	9,45	36	α'	50°40′
7	$T_0 = 1:(2)$	0,715	1,09	22	$\mathrm{tg}\,\alpha' = (21):(13)$	1,243	0,382	37	$(13)^2 + (34)^2$	170,5
8	$2/3\cdot(6)$	0,0167	0,0073	23	α'	51°10′	20°55′	38	$w_\infty = \sqrt{(37)}$ *м/сек*	13,09
9	$\Gamma = \frac{60gH}{\eta_г n}$ *м²/сек*	7,58	8,00	24	$\cos\alpha'$	0,627	0,935	39	$(15):(38)$	30,0
10	$\Gamma_1 = \Gamma : Z$ *м²/сек*	1,89	2,00	25	$w_\infty = (13):(24)$ *м/сек*	13,2	26,3	40	$L\,[T_0;\,(36)]$	1,19
11	$u = \frac{\pi r n}{30}$ *м/сек*	13,1	27,2	26	$(15):(25)$	29,7	11,6	41	$\beta = (39):(40)$	25°10′
12	$v_{u2} = \frac{(9)}{2\pi r}$ *м/сек*	9,65	5,08	27	$L\,(T;\,\alpha')$ (рис. 154)	1,19	1,99	42	$\Delta\alpha\,[T;\,(36);\,(41)]$	3°45′
13	$w_u = u - \frac{v_{u2}}{2}$ *м/сек*	8,28	24,7	28	$\beta_0 = (26):(27)$	24°56′	5°49′	43	$\alpha = (36) + (42)$	54°25′
14	$v_z = \frac{1{,}273Q}{D^2(1-d^2)}$ *м/сек*	9,02	9,02	29	$\Delta\alpha\,(T_0;\,\alpha';\,\beta_0)$ (рис. 155)	3°50′	0°10′			
15	$57{,}3\Gamma_1 : l$	3,93	3,05	30	$\alpha = (23) + (29)$	55°00′	21°05′			

* В круглых скобках даны номера строк. При расчете вместо них следует подставлять результат подсчета из соответствующей строки.

чем в случае решетки эквивалентных дужек. Следовательно, взаимное влияние профилей в решетке отлично от влияния тонких дужек.

Расчетное определение влияния толщины профилей на работу решетки, обтекаемой идеальной жидкостью, выполнено в работах [10, 12, 34]. В работе [10] даны результаты систематических расчетов обтекания тонких дужек двухпараметрической формы (место расположения максимальной стрелки дужки на расстоянии 0,3; 0,4 и 0,5 хорды от входной кромки и величина кривизны, определяемая стрелкой, в пределах

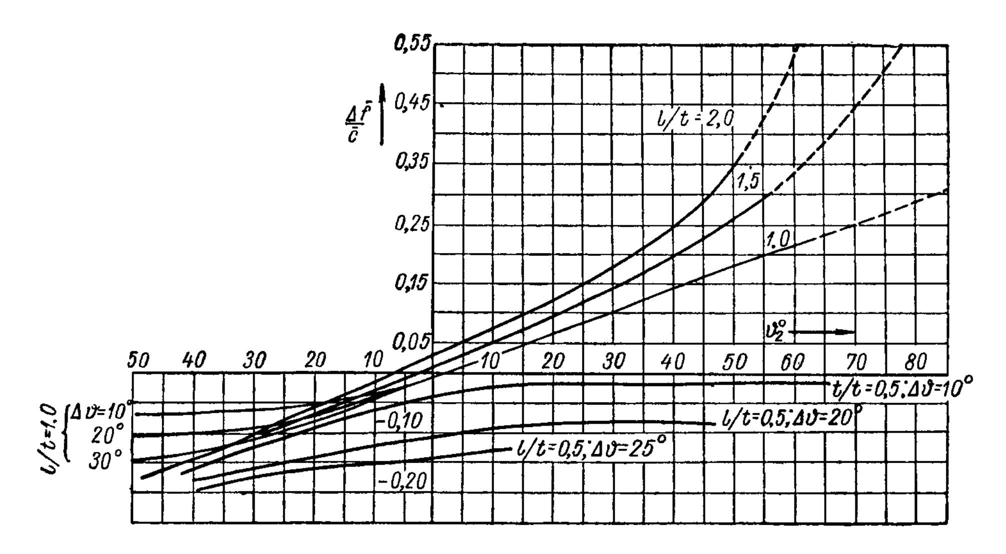


Рис. 157. К учету влияния телесности профиля в решетке на кривизну эквивалентной дужки

от 0 до 0,3 хорды) и соответствующих решеток телесных профилей. Обработка полученных в этой работе результатов позволила [77] построить график (рис. 157), который дает возможность учесть влияние телесности профиля при обтекании решетки идеальной жидкостью.

Рассмотрим порядок пользования этим графиком на примере решеток дужек, рассчитанных в табл. 13. Если исключить из расчета влияние стеснения на осевую составляющую относительной скорости w_z, т. е. принять $w_z = v_z$, то $\alpha' = \alpha_\infty$, и для обеих рассчитанных в таблице решеток получаются величины $\beta = 25°\,00'$ и $5°\,40'$ и $\alpha = 51°\,23'$ и $20°\,3'$.

На рис. 157 по оси абсцисс отложены углы $\vartheta_2 = \frac{\pi}{2} - \beta_2$ (β_2 — угол между направлением w_2 и осью решетки). В примере $\operatorname{tg}\beta_2 = \frac{w_z}{v_{u\,2}}$; $\beta_2 = 69°\,02'$ и $22°\,02'$. Соответственно $\vartheta_2 = 20°\,58'$ и $67°\,58'$. Густоты решеток были $\frac{l}{t} = 1,40$ и $0,92$. Тогда по графику рис. 157 $\frac{\Delta\bar f}{\bar c} = 0,09$ и $\approx 0,18$ ($\bar f$ — относительная стрелка дужки, $\bar f = \frac{f}{l}$ и $\bar c$ — относительная толщина, $\bar c = \frac{d_m}{l}$).

Величина $\bar f$ связана с параметром кривизны дужки

$$\bar f = \frac{1}{2}\operatorname{tg}\frac{\beta}{2},$$

откуда поправка величины угла β

$$\Delta \operatorname{tg}\frac{\beta}{2} = 2\frac{\Delta \bar{f}}{\bar{c}} \cdot \frac{d_m}{l}, \qquad (9.64)$$

или

$$\Delta\beta = 2\operatorname{arctg}\left(2\frac{\Delta \bar{f}}{\bar{c}} \cdot \frac{d_m}{l}\right). \qquad (9.65)$$

В рассматриваемом примере $\Delta\beta = 3°33'$ и $0°37'$, т. е. в корневых профилях кривизна средней дужки должна быть увеличена по сравнению с кривизной расчетной (эквивалентной) дужки на $3°33'$ или на $\approx 14\%$ и в периферийных сечениях на $0°37'$ или на $\approx 9\%$.

Решетки профилей конечной толщины. Методы тонких дужек не позволяют рассчитать скорости и давления на профиле. В 1953 г. А. Ф. Лесохин [54] опубликовал метод непосредственного расчета прямой решетки телесных профилей, основанный на решении интегрального уравнения обтекания решетки потоком идеальной жидкости, профили в которой заменены распределенными вдоль скелета вихрями, источниками и стоками. Этот метод является дальнейшим развитием метода расчета решетки тонких дужек произвольной формы [55].

В дальнейшем метод А. Ф. Лесохина был применен к расчету осевых турбин [48] и осевых насосов [21; 100].

Краткое содержание метода следующее. Искомая поверхность профиля является одной из замкнутых линий тока, форма которой удовлетворяет наперед заданным условиям (густота решетки, величина и место расположения максимальной толщины, радиусы закругления кромок и др.).

Замкнутость искомой линии тока определяется условием

$$Q_{вх} + Q_{вых} + \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} q(s)\, ds = 0, \qquad (9.66)$$

где $Q_{вх}$ и $Q_{вых}$ — интенсивности точечного источника и стока, расположенных на входной и выходной кромках и определяющих радиусы закругления кромок;

$q(s)$ — интенсивность источников и стоков, непрерывно распределенных вдоль скелета.

Скелетом называют линию тока внутри профиля, для которой выполняется условие неперетекания

$$w_{\infty s} + v_s^* = 0. \qquad (9.67)$$

Здесь w_∞ — среднегеометрическая относительная скорость плоскопараллельного потока в решетке;

v^* — скорость, вызванная в точке скелета особенностями, расположенными на данном и всех других скелетах профилей решетки.

Распределение вихрей вдоль скелета должно удовлетворять условию

$$\Gamma_1 = \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \gamma(s)\, ds, \qquad (9.68)$$

где Γ_1 — циркуляция скорости вокруг профиля;

$\gamma(s)$ — интенсивность вихрей, распределенных непрерывно вдоль скелета.

Суммирование скоростей, вызванных особенностями, расположенными на прямой, параллельной оси, и интегрирование вдоль скелета позволяет получить

$$\left.\begin{aligned} v_u^* &= \frac{1}{2t}\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \frac{\gamma(s)\operatorname{sh} Z_1 + q(s)\sin u_1}{\operatorname{ch} Z_1 - \cos u_1}\,ds; \\ v_z^* &= \frac{1}{2t}\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \frac{-\gamma(s)\sin u_1 + q(s)\operatorname{sh} Z_1}{\operatorname{ch} Z_1 - \cos u_1}\,ds, \end{aligned}\right\} \tag{9.69}$$

где

$$Z_1 = \frac{2\pi}{t}(Z_0 - Z) \quad \text{и} \quad u_1 = \frac{2\pi}{t}(u_0 - u).$$

Функции распределения вихрей $\gamma(s)$ и источников (стоков) $q(s)$ выбираются в виде многочленов [21]

$$\gamma(s) = A_0\gamma_0(s) + A_1\gamma_1(s) + A_{-1}\gamma_{-1}(s) + A_2\gamma_2(s) + A_{-2}\gamma_{-2}(s) + A^*\gamma^*(s); \tag{9.70}$$

$$q(s) = B_0 + B_1\overline{S} + B_2\overline{S}^2 + B^* + B^{**}. \tag{9.71}$$

Здесь $\overline{S} = \frac{2s}{l}$. Начало координат расположено в середине скелета, положительное направление выбрано к входной кромке.

Задание функций распределения по формулам (9. 70) и (9. 71) позволяет с помощью соответствующего выбора коэффициентов A и B активно влиять на форму скелета и профиля и тем самым — на распределение скоростей и давлений вдоль профиля, т. е. дает возможность

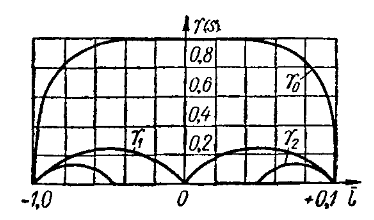


Рис. 158. Распределение вихрей вдоль хорды профиля по формуле (9. 70)

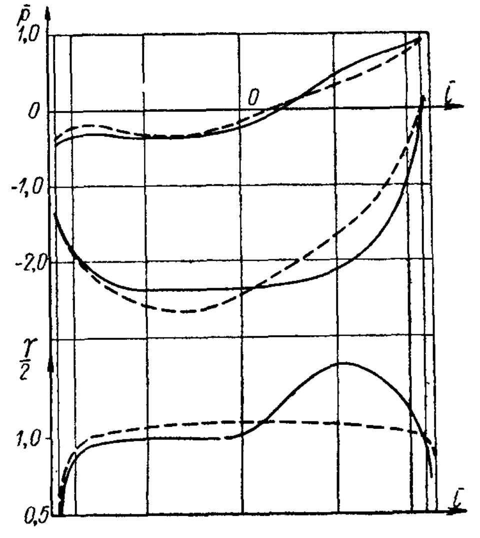


Рис. 159. Пример влияния выбора распределения вихрей на форму эпюры давлений вдоль профиля и его кавитационные качества

расчетным путем отрабатывать профиль, улучшать его энергетические и, что особенно важно, кавитационные качества.

На рис. 158 показано распределение вихрей вдоль хорды профиля при задании по формуле (9. 70): γ_0 — распределение от первого члена многочлена; γ_1 — от второго и третьего и γ_2 — от четвертого и пятого. На рис. 159 дан пример влияния выбора распределения вихрей на форму эпюры давлений. Пунктиром дано распределение вихрей и соответствующее

изменение безразмерного давления $\bar{p} = \frac{p_\infty - p}{\varrho w_\infty^2/2}$ при всех коэффициентах (кроме первого) равных нулю; сплошной линией — при не равных нулю первом и втором коэффициентах A. Видно, что введение второго члена привело к значительному выравниванию эпюры давления, т. е. уменьшению диффузорных участков, а значит и соответствующих потерь энергии. Кавитационные качества ($\bar{p} \approx -\sigma$) также улучшились примерно на 10%.

Отметим, что уравнения (9. 69) после их преобразования сводятся к системам интегральных уравнений, решаемых численными методами. Это решение сравнительно громоздко. В нем присутствуют разности близких величин, определение которых требует выполнения счета с шести-, восьмизначными числами. Даже при наличии составленных заранее таблиц коэффициентов интегрирования и номограмм расчет одной решетки требует 4—6 дней работы расчетчика. Однако расчет просто табулируется и может быть запрограммирован для решения на электронной машине дискретного счета.

Приведение расчета решеток с углом атаки к условиям безударного входа. Метод расчета решеток профилей конечной толщины А. Ф. Лесохина допускает расчет при наличии угла атаки. Однако его из-за относительной трудоемкости следует применять только в том случае, когда необходимо специально отрабатывать форму профилей в основном для возможного улучшения кавитационных качеств колеса.

Метод Вознесенского—Пекина расчета решеток тонких дужек практически прост и может быть рекомендован в качестве основного при расчете лопастных систем. Непосредственно этот метод не может быть использован для расчета дужек, обтекаемых с углом атаки, так как систематические расчеты, по результатам которых построены расчетные графики, были выполнены при условии безударного входа (ν (0) = 0).

Покажем, как можно просто привести расчет решетки, обтекаемой с углом атаки, к условиям безударного входа.

Для потенциальных обтеканий справедлив принцип сложения потоков. При этом скорости составляющих потоков складываются геометрически, а циркуляции скоростей — алгебраически. Обтекание решетки дужек может быть представлено как результат сложения двух обтеканий, из которых одно представляет собой безударное обтекание, оно может быть рассчитано методом Вознесенского—Пекина.

Для полного (искомого) обтекания решетки величины циркуляции скорости Γ_1, среднегеометрической скорости w_∞ и ее направления α_∞ определяются по формулам

$$\Gamma_1 = \frac{2\pi g H}{\eta_г \omega Z}; \qquad (9.72)$$

$$w_\infty = \sqrt{w_{\infty u}^2 + v_z^2}; \qquad (9.73)$$

$$\alpha_\infty = \operatorname{arctg} \frac{v_z}{w_{\infty u}}, \qquad (9.74)$$

где

$$w_{\infty u} = u - \frac{v_{u2}}{2}; \quad v_{u2} = \frac{\Gamma}{2\pi r}; \quad v_z = \frac{4Q}{\pi D^2 (1 - d^2)}; \quad \Gamma_1 = \frac{\Gamma}{Z}.$$

При этом искомая решетка дужек обтекается с углом атаки α^*. Это значит, что для нее угол между направлением среднегеометрической ско-

рости и осью решетки α'_∞ при составляющем обтекании без угла атаки должен быть больше α_∞ на величину угла атаки (рис. 160), т. е.

$$\alpha'_\infty = \alpha_\infty + \alpha^*. \quad (9.75)$$

Здесь α^* — угол атаки.

Величина вектора среднегеометрической скорости составляющего обтекания без угла атаки из рис. 160

$$w'_\infty = w_\infty \cos \alpha^*. \quad (9.76)$$

Для определения величины циркуляции скорости вокруг одной дужки решетки при составляющем обтекании без угла атаки нужно вычесть из величины полной циркуляции Γ_1 значение циркуляции Γ_1^*, создаваемой за счет наличия угла атаки. Последняя с достаточной степенью точности может быть определена

$$\Gamma_1^* = \pi l w_\infty \alpha^* L, \quad (9.77)$$

где L — коэффициент, равный отношению циркуляций вокруг дужки решетки и одиночной дужки.

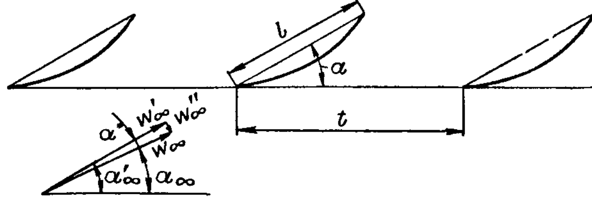


Рис. 160. План среднегеометрических скоростей составляющих потоков при обтеканин решетки с углом атаки

Расчеты, выполненные В. Ф. Пекиным, показали, что величину L можно считать практически не зависящей от кривизны дужки; следовательно, для дужек окружностей L можно принимать по рис. 152. Для пользования этим графиком (при применяемых малых величинах α^*) можно считать, что введение угла атаки увеличивает угол установки дужек в решетке на величину угла атаки.

Порядок расчета решетки, обтекаемой с углом атаки, следующий.

Направление среднегеометрической скорости полного расчетного потока

$$\operatorname{tg} \alpha_\infty = \frac{v_z}{u - \frac{\Gamma}{4\pi r_i}}. \quad (9.78)$$

Угол установки дужек в первом приближении определяют по формуле (9.75). По рис. 152 находят L, по уравнению (9.72) Γ_1 и циркуляцию составляющего потока обтекания искомой решетки без угла атаки по (9.77)

$$\Gamma_1' = \Gamma_1 - \Gamma_1^*. \quad (9.79)$$

Затем по формуле (9.76) определяют величину среднегеометрической скорости составляющего потока без угла атаки. По найденным исходным величинам выполняют расчет решетки методом Вознесенского—Пекина. Угол установки дужек искомой решетки равен α'_∞.

Влияние вязкости потока. Все методы гидродинамического расчета решеток профилей разработаны для идеальной жидкости. В действительности жидкость реальная, т. е. вязкая. Вязкость вызывает образование пограничного слоя на профилях, обратное влияние которого изменяет характер течения вокруг профиля. При обтекании профиля, имеющего кривизну (особенно работающего в диффузорной решетке), на его выпуклой стороне пограничный слой всегда толще, чем на вогнутой, что вызывает соответствующее отклонение потока. Вследствие этого циркуляция скорости вокруг профиля в реальной жидкости всегда меньше, чем

в идеальной. Отклонение направления течения вязкой жидкости за профилем от направления, рассчитанного по идеальной жидкости, называют вязким скосом потока.

Оценка влияния вязкости при безотрывном обтекании может быть выполнена расчетом пограничного слоя [42, 43, 56, 57, 81, 105]. Однако такой расчет трудоемок и часто затруднителен. Нам представляется достаточным учитывать вязкость потока приближенно по способу, предложенному А. С. Гиневским [10, 20], согласно которому отношение циркуляции скорости в идеальной жидкости к циркуляции в реальной жидкости для диффузорных решеток профилей равно

$$K_\Gamma = \frac{\Gamma}{\Gamma_{ug}} = 0{,}86 \div 0{,}93. \qquad (9.80)$$

Коэффициент K_Γ возрастает с увеличением густоты решеток. В среднем для осевых насосов достаточно выбирать $K_\Gamma \approx 0{,}9$. При расчете решеток нужно принимать $\Gamma_{ug} \approx 1{,}1\ \Gamma$ (Γ — требуемая циркуляция скорости).

51. Потери, к. п. д. и характеристики осевых насосов

Все общие положения о характеристиках лопастных насосов, в равной мере относящиеся и к осевым насосам, рассмотрены в следующей главе. В данном параграфе описаны характеристики осевых насосов и их обоб-

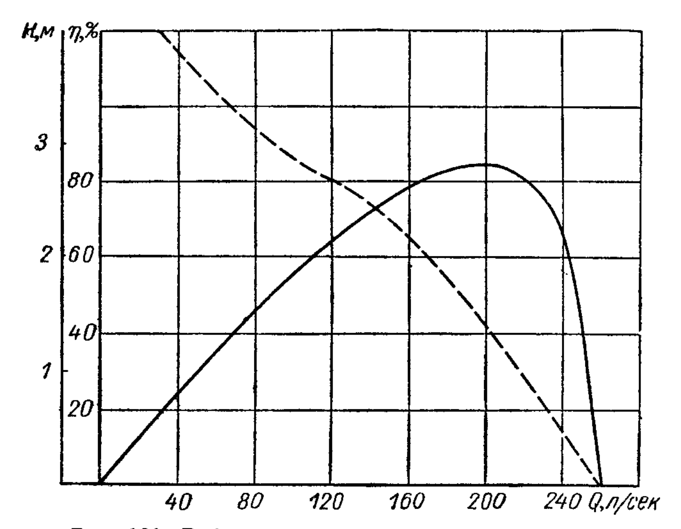


Рис. 161. Рабочая характеристика осевого насоса

щения, поскольку это служит основой анализа работы насосов такого типа и является базой методики выбора их главных конструктивных параметров (см. пп. 52 и 53).

Рабочая характеристика. Результаты испытаний осевого насоса представляют в виде графика его рабочей характеристикой, которая является совокупностью зависимостей напора и к. п. д. от подачи (рис. 161). Если испытания были выполнены при различных (постоянных) углах поворота лопастей рабочего колеса, то результаты наносят на один общий график (рис. 162), который является совокупностью рабочих характеристик различных осевых насосов, отличающихся только поворотом (углом установки) их лопастей φ. Обычно при этом углом $\varphi = 0$ обозначают расчетное (чертежное) положение лопастей. Тогда положительные значения φ соот-

ветствуют увеличенным углам установки лопастей, а отрицательные — уменьшенным.

Универсальиая характеристика. Рассечем линии η (Q) на рис. 162 горизонтальными прямыми, т. е. линиями η = const. Отметим точки пересечения этих прямых с кривыми к. п. д. на соответствующих линиях

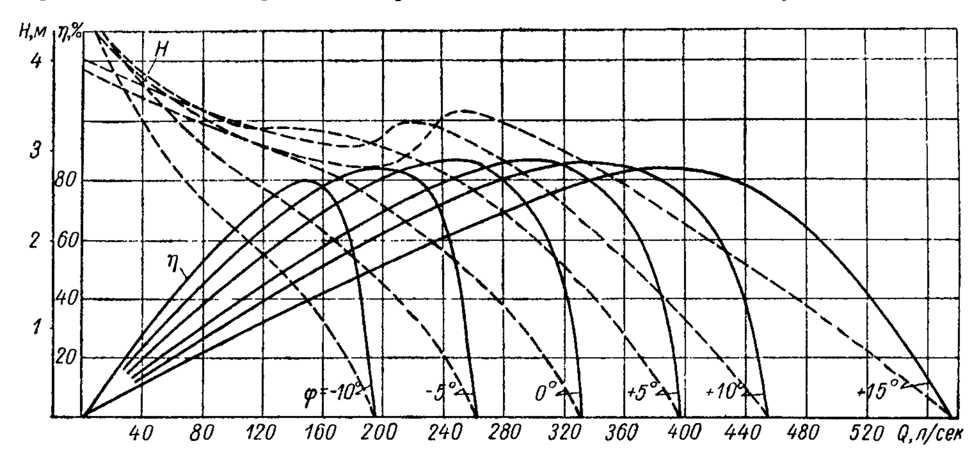


Рис. 162. Рабочие характеристики при различных углах поворота лопастей рабочего колеса

H (Q) и соединим точки с одноименными значениями к. п. д. плавными кривыми (рис. 163). Полученный график называют универсальной характеристикой насоса.

При испытаниях поворотнолопастного насоса периферия лопастей рабочего колеса обточена по сфере. Внутренняя поверхность камеры ра-

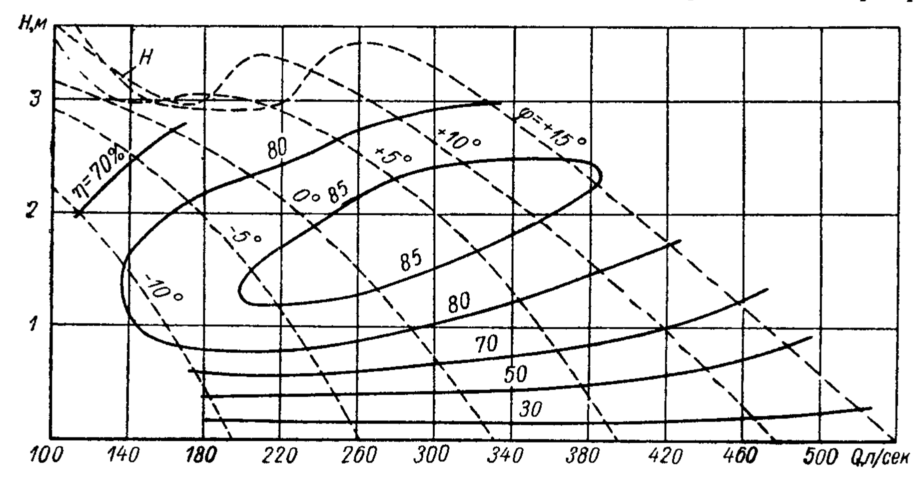


Рис. 163. Универсальная характеристика осевого насоса

бочего колеса также чаще всего имеет сферическую форму, что обеспечивает постоянство радиального зазора между ней и лопастями. В этом случае универсальная характеристика отражает качества насоса при непрерывном изменении положения лопастей во всем возможном диапазоне регулирования насоса.

Если испытуемый насос не является поворотнолопастным, то обычно его камера рабочего колеса выполняется цилиндрической. Тогда порядок

снятия характеристики (рис. 162) принимается следующим: лопасти рабочего колеса закрепляют при максимальном угле установки. В этом положении обтачивают по цилиндру их периферийные поверхности и проводят испытания. Затем угол установки уменьшают, вновь обтачивают периферийные поверхности и испытывают насос и т. д. во всем требуемом диапазоне углов установки лопастей. Полученная в результате таких испытаний универсальная характеристика по существу является совокупностью рабочих характеристик ряда пропеллерных насосов и не отражает непрерывности изменения углов установки, т. е. не является характеристикой поворотнолопастного насоса.

Безразмерные характеристики. Каждый данный насос масштабной серии имеет свою характеристику, которая может быть получена путем пересчета из характеристики модельного насоса по формулам подобия (1. 22) и (1. 24). Используя законы подобия, можно пересчитать характеристику любого данного насоса в некоторые обобщенные (безразмерные) координаты, являющиеся с точностью до масштабного эффекта общими для всей масштабной серии.

В различных отраслях гидромашино- и компрессоростроения пользуются различной методикой такого обобщения.

В гидротурбостроении используют так называемые приведенные (к 1 *м* диаметра и напора) величины: приведенные обороты n_{I}' и приведенный расход Q_{I}'. Напомним, что независимыми критериями подобия (2. 143) являются числа Re, $\text{Sh} = \frac{vt}{l}$ или $\text{Sh} = \frac{v}{ln}$, Fr, а также число Eu.

Заменим в выражении для Eu перепад давлений через напор $p = \gamma H$ и примем $v = v_z$, тогда

$$Q = vF = \frac{F\sqrt{gH}}{\sqrt{\text{Eu}}} = \frac{F}{D^2}\sqrt{\frac{g}{\text{Eu}}}\,D^2\sqrt{H}, \qquad (9.81)$$

или приведенный расход

$$Q_{\text{I}}' = \frac{F}{D^2}\sqrt{\frac{g}{\text{Eu}}}, \qquad (9.82)$$

где F — некоторая характерная площадь живого сечения потока.

Из выражений (9. 81) и (9. 82) следует

$$Q_{\text{I}}' = \frac{Q}{D^2\sqrt{H}}. \qquad (9.83)$$

Из критерия Струхаля, приняв $l = D$, получим

$$n = \frac{\sqrt{g}}{\text{Sh}\sqrt{\text{Eu}}}\cdot\frac{\sqrt{H}}{D}, \qquad (9.84)$$

или приведенные обороты

$$n_{\text{I}}' = \frac{\sqrt{g}}{\text{Sh}\sqrt{\text{Eu}}}. \qquad (9.85)$$

Из выражений (9. 84) и (9. 85)

$$n_{\text{I}}' = \frac{nD}{\sqrt{H}}. \qquad (9.86)$$

Из полученных формул видно, что приведенные величины n_{I}' и Q_{I}' являются функциями критериев подобия. У двух машин данной масштабной серии при равенстве приведенных величин выполняется механическое подобие потоков.

Зависимость величин n_I' и Q_I' от напора приводит к искажению формы кривой напора на характеристиках, что является существенным недостатком такого способа обобщения.

В насосостроении величинами n_I' и Q_I' пользуются иногда при обобщении результатов испытаний обратимых гидроагрегатов. Это оправдано только тем, что сравнение качеств машины при работе в насосном и турбинном режимах ведется в форме привычной (единственно применяемой) для гидротурбостроителей.

В компрессоростроении применяют коэффициенты напора и подачи. Приняв в качестве характерной окружную скорость ($v = u$), получим коэффициент напора

$$\psi = 2\,\mathrm{Eu} = 2\frac{\gamma H}{\varrho u^2} = \frac{2gH}{u^2}. \qquad (9.87)$$

Из критерия Струхаля, приняв $t = \frac{2\pi}{\omega}$, найдем

$$\mathrm{Sh} = \frac{D\omega}{v_z 2\pi} = \frac{u}{v_z \pi}$$

и коэффициент подачи

$$\varphi = \frac{1}{\pi\,\mathrm{Sh}} = \frac{v_z}{u}. \qquad (9.88)$$

Коэффициенты ψ и φ являются функциями критериев подобия, но в отличие от n_I' и Q_I' не зависят от напора, и применение их не искажает формы характеристик. В американской практике [104] применяют аналогичные коэффициенты $\psi_e = \frac{\psi}{2}$ и φ. При обращении характеристик компрессоров и вентиляторов применяют коэффициенты $\overline{Q} = \varphi$ и $\overline{H} = \frac{\psi}{2\gamma}$. В западноевропейской литературе [86] используют имеющие меньшую общность комбинации $\frac{Q_x}{Q}$ и $\frac{2gH}{u_2^2}$.

В ГОСТе 9366—60 по осевым насосам применяются коэффициенты напора и подачи, отражающие главные закономерности подобия. Из формулы (1.24)

$$K_H = \frac{H}{n^2 D^2}, \qquad (9.89)$$

и из формулы (1.22)

$$K_Q = \frac{Q}{nD^3}, \qquad (9.90)$$

где n — число оборотов колеса в секунду.

Можно показать, что

$$K_H = \psi \frac{\pi^2}{2g} = \left(\frac{60}{n_I'}\right)^2; \qquad (9.91)$$

$$K_Q = \varphi \frac{\pi^2}{4} = Q_I' \sqrt{K_H}. \qquad (9.92)$$

Отметим, что коэффициент напора K_H при величине его, определяемой формулой (9.89), не является безразмерным. Для получения безразмерной величины нужно было бы принимать

$$K_H' = \frac{gH}{n^2 D^2}, \qquad (9.93)$$

но мы в дальнейшем будем пользоваться выражением для K_H по формуле (9. 89), как это принято в ГОСТе.

На рис. 164 показана приведенная универсальная характеристика, пересчитанная с рис. 163.

Относительные потери. Потери гидравлической энергии в осевом насосе можно представить суммой потерь в его основных элементах (подводе, колесе, аппарате и отводе). В относительных величинах

$$\bar{h}_г = \frac{h}{H_m} = \bar{h}_п + \bar{h}_к + \bar{h}_а + \bar{h}_о. \qquad (9.94)$$

Гидравлический к. п. д.

$$\eta_г = 1 - \bar{h}_г = \eta_{л.с}\eta_{п,о}, \qquad (9.95)$$

где $\eta_{л.с}$ — к. п. д. лопастной системы;

$\eta_{п,о}$ — к. п. д. подвода и отвода.

Гидравлические потери в рабочем колесе складываются из профильных (следствие вязкости жидкости, обтекающей лопасти) и непрофильных

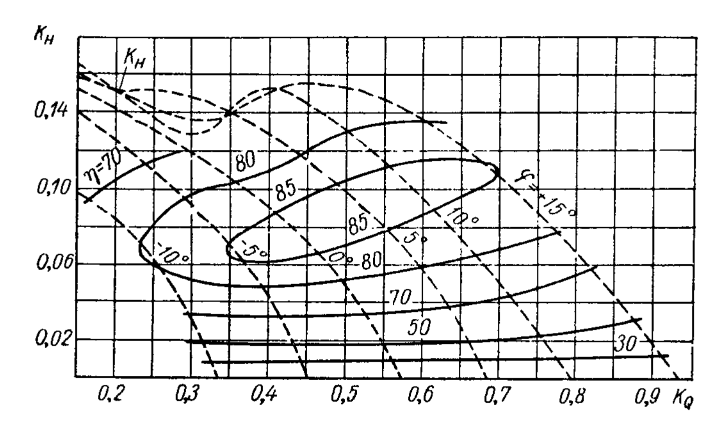


Рис. 164. Приведенная универсальная характеристика

(следствие конечности размаха лопасти вдоль радиуса и наличия радиального зазора между лопастью и камерой колеса).

Относительные профильные потери в цилиндрическом сечении лопасти [см. формулу (9. 48)]

$$\bar{h}_{к,\,проф} = \frac{w_\infty \sin \lambda_к}{u \sin(\alpha_{\infty к} + \lambda_к)}, \qquad (9.96)$$

где $\operatorname{tg} \lambda_к$ — обратное качество профиля элементарной решетки. Здесь все величины — функции радиуса.

В работе [63] предложено оценивать гидравлические потери во всем рабочем колесе структурно аналогично профильным потерям. Для этого необходимо ввести понятие осредненного значения обратного качества колеса в целом $\bar{\lambda}_к$. Потери энергии в периферийном участке лопастей составляют главную определяющую часть потерь в колесе (см. п. 52). Отнесем выражение (9. 96) к сечению, радиус которого равен $R = \frac{D}{2}$. Тогда после замены $\lambda_к$ на $\bar{\lambda}_к$ формула (9. 96) будет выражать относительную величину потерь энергии во всем рабочем колесе.

В выправляющем аппарате качественно характер потерь такой же, как и в колесе, и величина $\overline{h}_a$ может быть определена по формуле, аналогичной выражению (9.96), но с заменой $\overline{\lambda}_к$ на $\overline{\lambda}_a$.

В подводе и отводе потери энергии можно оценить по формуле

$$\overline{h}_{п,\,о} = \frac{v_2^2}{2gH}\left(\zeta_п \varkappa_п^2 + \zeta_о \varkappa_о^2\right), \tag{9.97}$$

где $\varkappa_п$ и $\varkappa_о$ — коэффициенты, приводящие значения коэффициентов местных гидравлических потерь ζ к выбранному сечению, в котором скорость равна v_2.

Выражение (9.96) может быть преобразовано к виду

$$\overline{h}_к = \frac{v_2\left(1 + \mathrm{tg}^2\,\alpha_{\infty к}\right)}{u\,\mathrm{tg}\,\alpha_{\infty к}\left(\mathrm{tg}\,\alpha_{\infty к}\,\mathrm{ctg}\,\overline{\lambda}_к + 1\right)}. \tag{9.98}$$

Из плана скоростей (см. рис. 148) для рабочего колеса

$$\mathrm{tg}\,\alpha_{\infty к} = \frac{v_z}{u - \frac{v_{u\,2}}{2}}; \tag{9.99}$$

аналогично для выправляющего аппарата

$$\mathrm{tg}\,\alpha_{\infty a} = \frac{2v_z}{v_{u\,1}}. \tag{9.100}$$

Из основного уравнения работы насоса при $v_{u1} = 0$ имеем

$$v_{u\,2} = \frac{gH_m}{u}. \tag{9.101}$$

Заменим величины напора и подачи соответствующими коэффициентами по формулам (9.89) и (9.90). Тогда относительные потери в колесе и аппарате

$$\overline{h}_к = \frac{\varrho + \frac{1}{\varrho}\left(\frac{4K_Q}{\pi^2}\right)^2}{1 + \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{4K_Q}{\pi^2}\,\mathrm{ctg}\,\overline{\lambda}_к}; \tag{9.102}$$

$$\overline{h}_a = \frac{1 - \varrho + \frac{1}{1-\varrho}\left(\frac{4K_Q}{\pi^2}\right)^2}{1 + \frac{1}{1-\varrho}\cdot\frac{4K_Q}{\pi^2}\,\mathrm{ctg}\,\overline{\lambda}_a}, \tag{9.103}$$

где коэффициент реакции

$$\varrho = 1 - \frac{gK_H}{2\pi^2\eta_г}. \tag{9.104}$$

В формуле (9.97) $v_2 = \frac{Q}{F}$.

Подставим уравнения (9.89) и (9.90). Тогда

$$\overline{h}_{п,\,о} = \left(\zeta_п \varkappa_п^2 + \zeta_о \varkappa_о^2\right)\frac{8\eta_г K_Q^2}{g\pi^2 K_H}. \tag{9.105}$$

Формулы (9.102), (9.103), (9.104) и (9.105) позволяют оценить относительные значения гидравлических потерь, а следовательно, и гидравлический к. п. д. насоса

$$\eta_г = 1 - \sum\overline{h} = 1 - \left(\overline{h}_к + \overline{h}_a + \overline{h}_{п,\,о}\right). \tag{9.106}$$

Такая расчетная оценка была выполнена В. Г. Старицким [103], который применил при этом обобщение по коэффициентам φ и ψ, что практически не отличается от принятого нами. Результаты расчета позволили ему построить универсальный график зависимости гидравлического к. п. д. от коэффициентов напора ψ и подачи φ (рис. 165). При этом было принято $\left(\frac{l}{t}\right)_{пер} = 1$; $\zeta_o = 0{,}124$, $\zeta_n \approx 0$.

Экспериментальная проверка показала, что величины к. п. д. на рис. 165 удовлетворительно совпадают с действительными и, следовательно, этот график можно рекомендовать для предварительной оценки ожидаемых энергетических качеств осевых насосов при их проектировании.

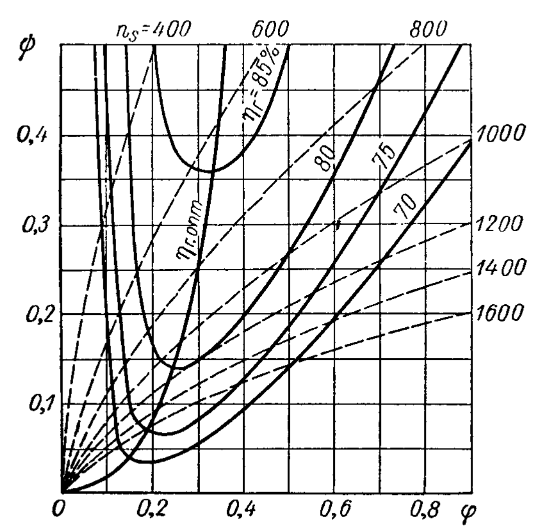


Рис. 165. Универсальный график зависимости гидравлического к. п. д. насоса от коэффициентов напора и подачи

52. Конструктивные параметры насосов и их лопастных систем

Диаметр рабочего колеса и скорость его вращения. Из графика на рис. 165 и формул (9. 87) и (9. 88) видно, что на одни и те же параметры H и Q могут быть спроектированы насосы с различным соотношением диаметра D и скорости вращения n, но эти насосы будут иметь различные величины гидравлического к. п. д.

Практика показывает, что хорошие результаты дает выбор диаметра рабочего колеса по величине скорости перед колесом [61]. По несколько расширенной рекомендации С. С. Руднева [формула (6. 31)]

$$v_{z,0} = (0{,}06 \div 0{,}08)\sqrt[3]{n^2Q}, \qquad (9.\ 107)$$

что соответствует (см. п. 39) углу $\beta_1 = 14 \div 21°$. Здесь n — число оборотов колеса в минуту.

Покажем, что принятие скорости $v_{z\,0}$ по формуле (9.107) вызывает постоянство коэффициента подачи K_Q для всех осевых насосов.

Осевая составляющая скорости в колесе

$$v_z = \frac{4Q}{\pi D^2 (1 - d^2)}, \qquad (9.\ 108)$$

где $d = \frac{D_{вт}}{D}$ — втулочное отношение колеса.

Приравняем выражения (9. 107) и (9. 108), определим из этого равенства подачу Q и заменим ее коэффициентом подачи K_Q по формуле (9. 81), подставив в нее n в *об/мин*. Получим

$$K_Q = 60\,(0{,}06 \div 0{,}08)^{3/2}\left(\frac{\pi}{4}\right)^{3/2}(1 - d^2)^{3/2} \approx 0{,}7\,(1 - d^2)^{3/2}. \qquad (9.\ 109)$$

Из формулы (9. 109) видно, что у всех насосов, имеющих одно и то же значение втулочного отношения, K_Q будет одним и тем же. У насосов, вошедших в ГОСТ 9366—60, d меняется в пределах $0{,}4 \div 0{,}6$. Это соот-

ветствует $K_Q = 0{,}32 \div 0{,}54$, а в действительности при максимальном к. п. д. этих насосов $(K_Q)_0 = 0{,}4 \div 0{,}5$.

Формула (9. 107) позволяет выбрать диаметр рабочего колеса при известной скорости вращения. Последняя определяется по кавитационному коэффициенту быстроходности (7. 29), который с учетом формулы (7.23) равен

$$C = \frac{5{,}62n\sqrt{Q}}{(H_{вс.\ изб})^{3/4}}. \tag{9. 110}$$

Выразим здесь Q через K_Q и решим полученное уравнение относительно произведения nD

$$nD = \frac{C^{2/3}(H_{вс.\ изб})^{1/2}}{48{,}4K_Q^{1/3}}. \tag{9. 111}$$

Из формулы (9.111) следует, что для обычных осевых насосов ($C \approx 1000$; $H_{вс.\ изб} \approx 10$ *м*; $K_Q = (0{,}4 \div 0{,}5)$; $nD = 7{,}5 \div 9{,}3$ или при числе оборотов в минуту — 450—560, что соответствует максимальной окружной скорости $u = 24 \div 29$ *м/сек*. Только у одного из вошедших в ГОСТ осевых насосов, имеющего лучшие чем у остальных кавитационные качества (насос Оп-3), $nD \approx 630$ и $u \approx 33$ *м/сек*.

При выборе диаметра рабочего колеса с отступлением от формулы (9. 107) ожидаемые энергетические качества насоса могут быть оценены по рис. 165.

Втулочное отношение. Перед входом в рабочее колесо поток потенциален и $v_{u1} = 0$. Постоянство напора вдоль радиуса вызывает рост углов установки α и кривизны β при уменьшении радиуса. Величина втулки рабочего колеса должна быть минимальной. Ограничение уменьшения втулочного отношения вызывается как гидромеханическими (чрезмерное увеличение углов α и β), так и конструктивными (необходимость размещения внутри механизма поворота лопастей в поворотнолопастном насосе) соображениями.

Обследование лучших образцов осевых насосов позволяет получить общие рекомендации по выбору оптимальной величины втулочного отношения в зависимости от быстроходности насоса.

Осевая составляющая абсолютной скорости из рис. 148

$$v_z = \left(u - \frac{v_u}{2}\right)\operatorname{tg}\beta_\infty. \tag{9. 112}$$

Окружная скорость корневого сечения

$$u = r\omega = \frac{D_{вт}}{D}\cdot\frac{D}{2}\,2\pi n = d\pi Dn. \tag{9. 113}$$

Из основного уравнения работы насоса

$$\frac{v_u}{2} = \frac{gH}{2\eta_г d\pi Dn}. \tag{9. 114}$$

Величина подачи

$$Q = \frac{\pi D^2(1 - d^2)}{4}v_z. \tag{9. 115}$$

Подставим уравнения (9. 113) и (9. 114) в формулу (9. 112) и полученное выражение — в формулу (9. 115) и, заменив подачу Q и напор H по формулам (9. 90) и (9. 91), найдем

$$K_Q = \frac{\pi^2}{4}(1 - d^2)\left(d - \frac{gK_H}{2\eta_г\pi^2 d}\right)\operatorname{tg}\beta_\infty. \tag{9. 116}$$

Коэффициент быстроходности при n в *об/сек*

$$n_s = \frac{219 n \sqrt{Q}}{H^{3/4}} = \frac{219 \sqrt{K_Q}}{(K_H)^{3/4}}. \qquad (9.117)$$

Подставив в это выражение формулы (9.116) и (9.89), найдем

$$n_s = \frac{219\pi}{2} \cdot \frac{\sqrt{(1-d^2)\left(d - \frac{gK_H}{2\eta_c \pi^2 d}\right) \operatorname{tg} \beta_\infty}}{(K_H)^{3/4}}. \qquad (9.118)$$

Следовательно, n_s является функцией d, K_H и β_∞. Обследование высококачественных насосов показывает, что угол направления среднегеометрической скорости у корневых сечений $\beta_\infty = 35 \div 38°$.

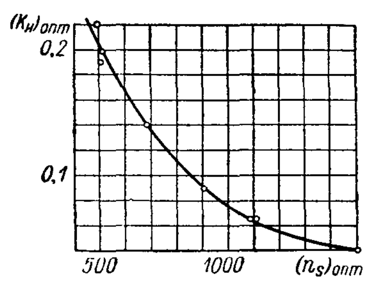


Рис. 166. Зависимость $(K_H)_{опт}$ $[(n_s)_{опт}]$

Рис. 167. График для выбора втулочного отношения

Выше было показано, что $K_Q \approx \text{const}$ для всех осевых насосов. Значит, должна существовать зависимость $n_s \approx f(K_H)$. Обследование универсальных характеристик тех же насосов подтвердило наличие такой зависимости (рис. 166), если обе величины взяты в оптимумах универсальных характеристик.

Приняв $\beta_\infty \approx \text{const} = 35 \div 38°$ и $n_s(K_H)$ по рис. 166, получим, что формула (9. 118) даст практически однозначную зависимость втулочного отношения от коэффициента быстроходности либо от коэффициента напора осевых насосов. Результат расчета показан на рис. 167, который может быть рекомендован для выбора величины втулочного отношения.

Густота периферийной решетки лопастей рабочего колеса. Основная часть потерь энергии осевого насоса имеет место в его рабочем колесе вследствие больших скоростей и диффузорности течения в нем. Главной характеристикой лопастной системы колеса, оказывающей преимущественное влияние на уровень потерь энергии в нем, является густота решеток лопастей. Например, профильное сопротивление насосной решетки профилей в первом приближении является суммой потерь трения и диффузорных. Первые с ростом густоты решетки увеличиваются, вторые — уменьшаются. Следовательно, должно существовать такое значение густоты, при которой суммарные потери энергии в решетке при прочих равных условиях минимальны.

Проанализируем связь потерь энергии в рабочем колесе с густотой решеток его лопастей [48, 77].

Разность окружных составляющих относительных скоростей за и до решетки равна

$$w_{u2} - w_{u1} = \frac{Z\Gamma}{2\pi r} = \frac{\Gamma}{t}. \qquad (9.119)$$

Из уравнения Бернулли для относительного движения реальной жидкости потери энергии

$$\delta p = p_1 - p_2 + \frac{\varrho}{2}\left(w_{u\,1}^2 - w_{u\,2}^2\right) = \gamma\,\Delta h, \qquad (9.\ 120)$$

где Δh — потери напора в решетке.

Из постоянства напора вдоль радиуса при расчетном (оптимальном) режиме работы следует, что

$$\Gamma = \frac{2\pi g H}{Z\omega\eta_г}. \qquad (9.\ 121)$$

Заменим $\frac{H}{\eta_г} = H_m = H + \Delta h$, тогда

$$\Gamma = \frac{gt\,(H + \Delta h)}{u}. \qquad (9.\ 122)$$

Разложим вектор силы, действующей на профиль со стороны жидкости, на направлении w_∞ и перпендикулярное ему. Сила сопротивления с учетом выражения (9. 120)

$$X = t\sin\beta_\infty\delta p = \gamma t\sin\beta_\infty\,\Delta h; \qquad (9.\ 123)$$

подъемная сила

$$Y = \gamma\frac{w_\infty}{u}(H + \Delta h)\,t + \gamma t\cos\beta_\infty\,\Delta h. \qquad (9.\ 124)$$

Выразим силы через соответствующие коэффициенты. Сила сопротивления

$$X = C_x\varrho\,\frac{w_\infty^2}{2}\,l. \qquad (9.\ 125)$$

Отсюда потеря напора, учитывая что $w_\infty\ \sin\beta_\infty = w_z$,

$$\Delta h = C_x\frac{l}{t}\cdot\frac{w_\infty^2}{2g\sin\beta_\infty} = C_x\,\frac{l}{t}\cdot\frac{w_\infty^3}{2gw_z}. \qquad (9.\ 126)$$

Подъемная сила

$$Y = \varrho w_\infty\Gamma = C_y\varrho\,\frac{w_\infty^2}{2}\,l, \qquad (9.\ 127)$$

откуда, используя выражение (9. 119), получим

$$C_y = \frac{2\Gamma}{lw_\infty} = \frac{2\Delta v_u}{w_\infty\frac{l}{t}}, \qquad (9.\ 128)$$

где

$$\Delta v_u = v_{u\,2} - v_{u\,1} = v_{u\,2} = v_u,$$

так как $v_{u\,1} = 0$.

Тогда из основного уравнения работы насоса

$$v_u = \frac{gH}{\eta_г u}. \qquad (9.\ 129)$$

Относительная величина потерь энергии с учетом выражений (9.126) и (9. 129)

$$\bar{h}_{р.\,к} = \frac{\Delta h}{H} = C_x\frac{l}{t}\cdot\frac{w_\infty^3}{2gHw_z}. \qquad (9.\ 130)$$

Из этого уравнения видно, что относительная величина потерь энергии в рабочем колесе зависит от густоты решеток профилей и третьей степени

среднегеометрической относительной скорости. Последняя растет вдоль размаха лопасти приблизительно пропорционально радиусу. Следовательно, наибольшие потери энергии в колесе имеют место в периферийной области рабочего колеса. Примем, что потери энергии в этой области лопастей определяют величину всех потерь в колесе.

Потери энергии в рабочем колесе делят на два основных класса: профильные, связанные с обтеканием поверхности лопастей, и непрофильные или концевые, вызванные конечностью радиального размаха лопасти. Каждый из этих двух классов потерь, в свою очередь, складывается из отдельных видов потерь [77]. Отметим, что в колесе имеются потери, зависящие от режима работы (от C_y и C_y^2) и независящие от него при автомодельном режиме работы колеса. Это позволяет структурно оценить все гидравлические потери в работающем колесе полиномом второй степени

$$C_x = aC_y^2 + bC_y + c, \qquad (9.\ 131)$$

где a, b и c — коэффициенты, зависящие только от геометрии решетки или колеса.

Использование структурной формулы (9. 131) позволяет выполнить общий структурный анализ зависимости потерь энергии и к. п. д. в колесе от его геометрических параметров.

Подставим выражение (9. 131) в формулу (9. 130). С учетом уравнений (9. 128) и (9. 129) имеем

$$\overline{h}_{р.\,к} = \frac{1}{v_z}\left(a\,\frac{2gHw_\infty}{\eta_г^2 u^2}\cdot\frac{t}{l} + b\frac{v_u w_\infty^2}{gH} + c\,\frac{w_\infty^3}{2gH}\cdot\frac{l}{t}\right). \qquad (9.\ 132)$$

Приведем полученное уравнение к безразмерному виду, используя формулы (9. 89), (9. 90), (9. 129), а также выражение для w_∞ из плана скоростей

$$w_\infty = \left(u - \frac{v_u}{2}\right)\frac{1}{\cos\beta_\infty} = nD\left(\pi - \frac{gK_H}{2\eta_г\pi}\right)\frac{1}{\cos\beta_\infty}. \qquad (9.\ 133)$$

После соответствующих подстановок получим

$$\overline{h}_{р.\,к} = \frac{\pi}{4K_Q}\left[a\,\frac{2gK_H}{\eta_г^2\pi^2\cos\beta_\infty}\left(\pi - \frac{gK_H}{2\pi\eta_г}\right)\frac{t}{l} + \right.$$

$$\left. + b\frac{1}{2\eta_г\pi\cos^2\beta_\infty}\left(\pi - \frac{gK_H}{2\eta_г\pi}\right)^2 + c\frac{1}{2gK_H\cos^3\beta_\infty}\left(\pi - \frac{gK_H}{2\eta_г\pi}\right)^3\frac{l}{t}\right]. \qquad (9.\ 134)$$

Из полученного выражения видно, что величина относительных потерь энергии в колесе зависит от густоты решетки l/t и коэффициентов напора K_H и подачи K_Q. Если учесть, что значение $K_Q \approx \text{const}$, то $\overline{h}_{р.\,к} \approx f\left(\frac{l}{t};\ K_H\right)$.

Найдем минимум величины $\overline{h}_{р.\,к}$, для чего продифференцируем выражение (9.134) по обеим определяющим переменным K_H и l/t. Для первой переменной

$$\frac{\partial(\overline{h}_{р.\,к})}{\partial(K_H)} = \frac{2ag}{\eta_г^2\pi^2\cos\beta_\infty}\left(\pi - \frac{gK_H}{\eta_г\pi}\right) - \frac{bg}{\eta_г^2\pi^2\cos^2\beta_\infty}\left(\pi - \frac{gK_H}{2\eta_г\pi}\right)\frac{l}{t} -$$

$$- \frac{c}{2gK_H^2\cos^3\beta_\infty}\left(\pi - \frac{gK_H}{2\eta_г\pi}\right)^2\left(\pi + \frac{gK_H}{\eta_г\pi}\right)\left(\frac{l}{t}\right)^2. \qquad (9.\ 135)$$

Приравняем правую часть уравнения (9. 135) нулю и решим его относительно l/t, понимая под ней густоту периферийной решетки профилей рабочего колеса. Получим

$$\left(\frac{l}{t}\right)_{o,\,I} = -S + \sqrt{S^2 + T}, \tag{9. 136}$$

где

$$\left.\begin{aligned} S &= \frac{g^2 \cos^2 \beta_\infty K_H^2}{\eta_г^2 \pi^2 LM} \cdot \frac{b}{c}; \\ T &= \frac{4g^2 K_H^2 \cos^3 \beta_\infty N}{\eta_г^2 \pi^2 L^2 M} \cdot \frac{a}{c}; \\ L &= \pi - \frac{gK_H}{2\eta_г \pi}; \\ M &= \pi + \frac{gK_H}{\eta_г \pi}; \\ N &= \pi - \frac{gK_H}{\eta_г \pi}. \end{aligned}\right\} \tag{9. 137}$$

Дифференцируя выражение (9.134) по второй переменной и решая полученное относительно величины l/t, найдем

$$\left(\frac{l}{t}\right)_{0,\,II} = \frac{2 \cos \beta_\infty}{\frac{\pi^2 \eta_г}{K_H g} - \frac{1}{2}} \sqrt{\frac{a}{c}}. \tag{9. 138}$$

Очевидно, что оба решения должны быть совместны. Обследование универсальных характеристик всех известных насосов с $\eta > 85\%$ показало, что совместность решения обеспечивается при постоянных величинах отношений коэффициентов

$$\frac{a}{c} = 8{,}15; \quad \frac{b}{c} = -15{,}0.$$

В уравнения (9.136) и (9.138) входит величина $\cos \beta_\infty$. Из плана скоростей (см. рис. 148)

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{v_z}{u - \frac{v_u}{2}}. \tag{9. 139}$$

Отсюда используя выражения (9.108), (9.113) и (9.114), получим

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{4K_Q}{\pi (1 - d^2) \left(\pi - \frac{g}{2\pi \eta_г} K_H\right)}. \tag{9. 140}$$

Величина d и K_H связаны зависимостью, данной на рис. 167. Принимая значение $\eta_{г.\,ср} \approx 0{,}90$ для всех насосов независимо от их быстроходности и $K_Q = 0{,}4 \div 0{,}5$, найдем $\beta_\infty = 14 \div 18°$ для нижнего предела коэффициента K_H и $\beta_\infty = 24 \div 34°$ — для его верхнего предела. Из формулы (9.138) видно, что если бы угол β_∞ был постоянным, то l/t зависело от K_H линейно. Изменения β_∞ нарушают эту линейность, хотя и не очень значительно.

На рис. 168 даны результаты расчетов по формулам (9.136) и (9.138). Пунктирные кривые соответствуют крайним возможным решениям; обе кривые хорошо аппроксимируются сплошной прямой.

Экспериментальная проверка показала очень хорошее совпадение места расположения максимума к. п. д. по напору с графиком. Пользование им позволяет при расчете колеса выбрать густоту решетки периферийного сечения. Максимальный к. п. д. при этом будет примерно при расчетном значении напора. Если при проектировании окажется необходимым выбрать l/t отличным от требуемого по рис. 168 (например, бо́льшим из кавитационных условий), то, пользуясь полученным графиком, можно предсказать, при каком отличающемся от расчетного значении напора к. п. д. будет максимальным.

Обеспечение безотрывности течения в лопастной системе. Решетки профилей рабочего колеса и выправляющего аппарата осевого насоса всегда диффузорные. В среднем течение в них происходит с уменьшением

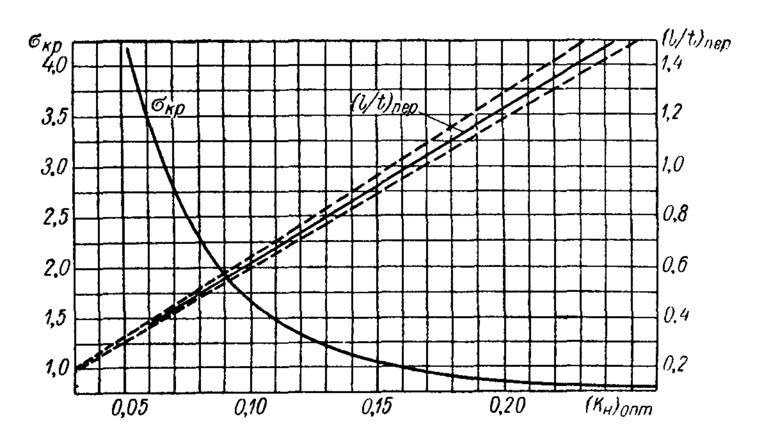


Рис. 168. График для выбора густоты периферийной решетки рабочего колеса

относительной скорости и увеличением давления. Здесь, как и в любом другом диффузоре (см. п. 32), возможен отрыв потока от поверхности профилей, что приведет к резкому возрастанию сопротивления и переформированию обтекающего профили потока, т. е. к изменению энергетических качеств насоса. Поэтому основным требованием, которое должно быть удовлетворено при проектировании лопастей системы, является обеспечение безотрывности течения в ней.

Проверка безотрывности течения может быть выполнена расчетом пограничного слоя на профилях [42, 43, 56, 105, 111]. Однако такой расчет может быть проведен лишь при знании распределения скоростей вдоль профиля и только при безотрывном течении. Кроме того, для определения отрыва необходима величина формпараметра вблизи (перед) точки отрыва, которая пока практически неизвестна.

Даже при наличии достаточно уверенного метода расчета отрыва пограничного слоя он может быть выполнен после определения течения в решетке, а безотрывность должна быть проверена до начала расчета. Определение безотрывности может быть осуществлено по результатам соответствующих экспериментов. Данные, полученные при систематических продувках плоских диффузорных решеток, были удачно обобщены в 1945 г. Хоуэллом [32, 106].

Циркуляция скорости, а значит и напор, при прочих равных условиях определяются поворотом относительной скорости решеткой

$$\Gamma = t v_z (\operatorname{ctg} \beta_2 - \operatorname{ctg} \beta_1), \qquad (9.141)$$

т. е. в конечном счете углом поворота потока $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$. Чем больше угол поворота скорости $\Delta\beta$ может быть осуществлен данной решеткой профилей, тем больше теоретический напор, который может быть в ней получен.

С ростом напора увеличивается и диффузорность решетки, что аналогично увеличению угла раскрытия прямоосного диффузора. Для каждой данной решетки профилей существует предельное отклонение потока $\Delta\beta$, до которого обеспечивается безотрывность течения в ней. И обратно каждому данному повороту $\Delta\beta$ при прочих равных условиях соответствует свое минимальное значение густоты решетки, при котором течение в ней еще безотрывно.

Опыт показывает, что при проектировании насосов в качестве допустимого угла поворота потока может быть принят угол, равный 80% от максимально возможного в данной решетке. Этот угол называют номинальным и обозначают

$$\Delta\beta_{ном} = 0{,}8\Delta\beta_{max}. \qquad (9.\ 142)$$

Отметим, что чем шире должен быть диапазон регулирования проектируемого насоса, особенно в сторону частичных подач, тем больший запас следует принимать при выборе параметров его решеток, т. е. тем меньше следует принимать $\Delta\beta_{ном}$ по сравнению с $\Delta\beta_{max}$. Однако в большинстве случаев достаточным является условие (9.142).

Угол $\Delta\beta_{max}$, а следовательно, и $\Delta\beta_{ном}$, зависит от геометрических характеристик решетки. Наибольшее влияние оказывают густота решетки l/t и угол установки α.

Хоуэлл предложил вместо угла установки в качестве параметра принимать угол выхода потока из решетки β_2. На рис. 169 дан график, предложенный Хоуэллом, и несколько экстраполированный нами в сторону малых β_2. Правомерность такой экстраполяции была проверена по результатам испытаний насосов с соответствующими лопастями рабочих колес.

Этот график дает возможность по требуемым значениям $\Delta\beta$ и β_2 определить минимально допустимую густоту решетки, при которой еще обеспечивается безотрывность течения в ней. Пользоваться графиком можно только при работе решетки в автомодельной зоне, т. е. при

$$\mathrm{Re} = \frac{w_1 l}{\nu} \geqslant (2 \div 2{,}5)\cdot 10^5, \qquad (9.\ 143)$$

где w_1 — относительная скорость перед решеткой;
l — длина хорды профиля;
ν — кинематический коэффициент вязкости.

Очевидно, что и периферийные решетки лопастей рабочего колеса, густота которых выбирается по рис. 168, должны обтекаться безотрывно, т. е. l/t их должно быть не меньше, чем требуемое графиком на рис. 169. Густоты остальных решеток лопастей колеса следует выбирать не меньше определенных по рис. 169, и при плавном изменении длины вдоль размаха. Это же условие должно соблюдаться и при выборе густот решеток выправляющего аппарата.

Оценка ожидаемых кавитационных качеств рабочего колеса. Большое значение имеет возможность предварительной оценки ожидаемой величины кавитационного коэффициента колеса в процессе расчета насоса.

Из формул (7. 24) и (7. 25) критическая величина кавитационного коэффициента

$$\sigma_{кр} = \frac{(w^2 - u^2)_{max}}{2gH},$$

откуда видно, что у осевого рабочего колеса для оценки ожидаемых кавитационных качеств достаточно определить максимальное значение относительной скорости

$$\sigma_{кр} = \frac{w_{max}^2 - u^2}{2gH}. \qquad (9.144)$$

Если гидродинамический расчет лопастей выполнен методом Лесохина, то при расчете получено распределение скоростей вдоль профилей и может быть подсчитано значение $\sigma_{кр}$. Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные в лаборатории гидромашин ЛПИ на насосах и в лаборатории ЛМЗ им. XXII съезда КПСС на турбинах, показали достаточно точное совпадение данных опытов с расчетным значением $\sigma_{кр}$.

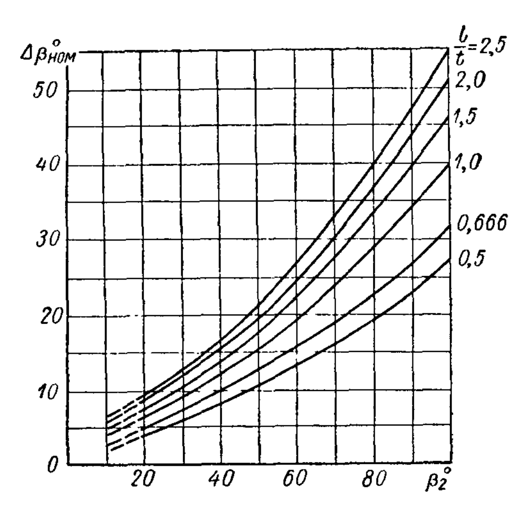


Рис. 169. График для определения минимально допустимой густоты решетки по условиям безотрывности течения в ней

Однако применение метода расчета решеток конечной толщины может быть рекомендовано только в случае необходимости расчетной отработки формы профилей для возможного улучшения их кавитационных качеств. Чаще всего вполне достаточным является применение методов расчета решеток тонких дужек, не дающих возможности определить распределение скоростей по реальному профилю. В этом случае необходимо уметь приближенно оценивать ожидаемые кавитационные качества колеса.

Для рабочих колес осевых насосов с густотой периферийных решеток примерно не более 1,0—1,1 возможна упрощенная оценка ожидаемых кавитационных качеств по главным геометрическим характеристикам профилей: кривизне и максимальной толщине.

Величина максимальной скорости на единичном профиле, обтекаемом без угла атаки, если его средняя линия является дужкой окружности, равна

$$w_{max} = mw_\infty = (1 + \beta)\left(1 + \frac{4}{\pi}\cdot\frac{d_m}{l}\right)w_\infty, \qquad (9.145)$$

где β — угол между касательной к дужке в ее конце и хордой;

d_m — максимальная толщина профиля.

Формула (9.145) может быть распространена на решетки профилей с $l/t < (1,0 \div 1,1)$. Правомерность этого была экспериментально проверена в лаборатории гидромашин ЛПИ [77]. Проверка показала достаточно хорошее совпадение опытных и расчетных [по формулам (9.144) и (9.145)] величин $\sigma_{кр}$ даже при наличии углов атаки до 1,5—2,0°. Дальнейшее увеличение углов атаки вызывает растущее увеличение экспериментального значения $\sigma_{кр}$ по сравнению с рекомендуемым упрощенным расчетом.

Чаще всего кавитационные качества определяются работой периферийных сечений лопастей. Эти сечения обычно составлены из сравнительно не густых решеток слабо изогнутых тонких профилей. В этом случае [см. формулы (9.18) и (9.24)] приближенно можно принять

$$C_y = \pi\beta. \qquad (9.146)$$

Величина напора может быть выражена через коэффициент подъемной силы по формуле

$$H = \frac{uC_{yp} l w_\infty^2 \sin(\beta_\infty + \lambda)}{2gtv_z \cos\lambda}. \qquad (9.147)$$

Осевая составляющая скорости из формулы (9.108)

$$v_z = \frac{4Q}{\pi D^2 (1 - d^2)} = \frac{4nDK_Q}{\pi (1 - d^2)}. \qquad (9.148)$$

Среднегеометрическая относительная скорость в решетке по формуле (9.133)

$$w_\infty = nD\left(\pi - \frac{gK_H}{2\pi\eta_г}\right)\frac{1}{\cos\beta_\infty}. \qquad (9.149)$$

Из формул (9.144), (9.145), (9.146), (9.147), (9.148) и (9.149) видно, что величина кавитационного коэффициента является функцией

$$\sigma_{кр} = f\left(D;\ d;\ \beta_\infty;\ \lambda;\ \frac{l}{t};\ n;\ K_H;\ K_Q\right), \qquad (9.150)$$

однако приближенно эту зависимость можно свести только к двум параметрам K_H и l/t, и, используя связь $l/t\,(K_H)$, данную на рис. 168, — к одному параметру K_H.

Из формулы (9.140) видно, что угол β_∞ зависит от трех величин, изменяющихся для обычных насосов в пределах $K_Q = 0{,}4 \div 0{,}5$, $d = 0{,}4 \div 0{,}6$, $K_H = 0{,}04 \div 0{,}22$. Первая и вторая из этих величин изменяются на 25—50%, а коэффициент K_H — на 400%. Анализ возможных значений угла β_∞ (для периферийного сечения лопасти) по формуле (9.140) показывает, что можно принять средние значения $(\beta_\infty)_{ср} \approx 20°$ в диапазоне $K_H = 0{,}22 \div 0{,}15$; $(\beta_\infty)_{ср} \approx 23°$ в диапазоне $K_H = 0{,}09 \div 0{,}80$ и $(\beta_\infty)_{ср} \approx 26°$ в диапазоне $K_H = 0{,}055 \div 0{,}045$.

Подставим в формулу (9.144) выражения (9.145), (9.146), (9.147), (9.148), (9.149) и среднюю величину угла β_∞. Получим зависимость $\sigma_{кр} = f(l/t;\ K_H)$. При этом для каждого из указанных диапазонов коэффициента напора в окончательной формуле будут получаться свои значения постоянных коэффициентов. Для среднего диапазона K_H эта формула имеет вид

$$\sigma_{кр} = \frac{0{,}0555}{K_H} + 0{,}7351\frac{t}{l} + 0{,}2419K_H\left(\frac{t}{l}\right)^2, \qquad (9.151)$$

для остальных диапазонов формулы аналогичны.

Решения, полученные расчетом по трем формулам, аналогичным (9.151), должны являться частными решениями одной непрерывной зависимости $\sigma_{кр}(K_H)$. На рис. 168 дана соответствующая кривая, полученная объединением трех частных решений. Этот график позволяет оценивать ожидаемые кавитационные качества проектируемого насоса, если густота решетки выбрана по кривой $(l/t)_{пер}$.

Оговорим, что кавитационные качества насоса могут быть лучшими, чем это прогнозируется кривой $\sigma_{кр}$, для чего необходимо выбирать $(l/t)_{пер}$ больше, чем получается по графику. В этом случае максимум к. п. д. будет тем больше смещаться от расчетного значения в сторону больших напоров (меньших подач), чем дальше выбранное значение l/t от оптимального. Величина смещения к. п. д. может быть оценена по кривой $(l/t)_{пср}$.

Кавитационные качества колеса могут лимитироваться не только периферийным сечением. После гидродинамического расчета кавитационные качества всех сечений должны быть оценены по формулам (9.144) и (9.145).

Окончательное суждение о качествах колеса может быть получено только по результатам соответствующих испытаний.

Необходимо заметить, что кавитационные качества колеса могут быть улучшены и при выбранном l/t специальной отработкой формы профиля. Одним из способов, дающих возможность выполнить такую отработку, является гидродинамический расчет решеток профилей конечной толщины методом Лесохина. Вторым способом является экспериментальная разработка так называемых кавитационно устойчивых профилей.

Выбор числа лопастей. Обычно число лопастей рабочего колеса и лопаток выправляющего аппарата выбирают из конструктивных соображений. В первом приближении гидродинамически рабочие колеса с одной и той же густотой решеток и подобными по форме профилями равноценны, и число лопастей сказывается только на осевом габарите колеса. Последнее и является причиной увеличения числа лопастей у тихоходных (высоконапорных) насосов, где оно доходит до шести-семи. По-видимому, увеличение числа лопастей рабочего колеса при прочих равных условиях может вызвать некоторое уменьшение концевых потерь энергии.

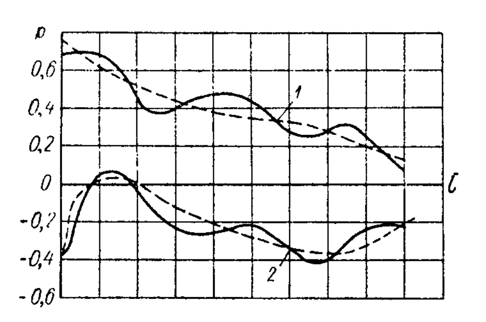


Рис. 170. Мгновенная эпюра распределения давления по профилю лопасти рабочего колеса модельной турбины, работающего за направляющим аппаратом [28]:

1 — напорная, *2* — всасывающая сторона лопасти (пунктир — осредненное давление)

Общая рекомендация о выборе соотношения числа лопастей колеса и лопаток аппарата может быть обоснована при рассмотрении взаимодействия их решеток профилей. Еще большее значение может иметь изучение взаимодействия решеток в многоступенчатом насосе при оценке работы колеса последующей ступени за выправляющим аппаратом предыдущей.

Лопастная система насоса всегда состоит из двух систем решеток профилей, перемещающихся одна относительно другой. Вязкость жидкости является причиной образования за каждым обтекаемым профилем закромочного аэродинамического следа, распределение скоростей поперек которого обратно имеющему место в плоской турбулентной струе [32]. Входная кромка профиля второй решетки, расположенной за данной (первой), проходит в относительном движении через аэродинамические следы предыдущей решетки. На входной кромке профилей последующей решетки при прохождении ею одного шага предыдущей скорости будут изменяться по величине и направлению. Эта периодическая неравномерность вызывает на профиле местные изменения скорости и давления, которые распространяются вдоль профиля. Эти неравномерности имеют вихревую природу. Поэтому скорость их распространения вдоль профиля того же порядка, что и основная осредненная скорость обтекающего профиль потока.

Описанное явление повторяется при прохождении данным профилем каждого шага предыдущей решетки. Эта периодичность приводит к образованию на данном профиле волн скорости, перемещающихся вдоль него [28, 102, 103]. Примерная эпюра распределения давления вдоль профиля в некоторый момент времени дана на рис. 170. Эпюра была записана Е. В. Гутовским [28] на лопасти рабочего колеса работающей модели гидротурбины, вращающегося за двадцатичетырехлопаточным направляющим аппаратом.

Воздействие первой решетки на вторую можно оценить коэффициентом нестационарности течения

$$K = \frac{T_2}{T_1}, \qquad (9.152)$$

где T_1 — время относительного смещения решеток на величину шага первой решетки;

T_2 — время перемещения волны вдоль профиля.

Вопрос о влиянии нестационарности рассмотрен в работе [102]. Формула, полученная там, может быть представлена в виде

$$K = \frac{l_2 Z_1 u}{t_2 Z_2 w_2}, \qquad (9.153)$$

где l_2, t_2, Z_2, w_2 — длина хорды, шаг, число лопаток (лопастей), средняя относительная скорость на периферийном профиле второй решетки;

Z_1 — число лопастей (лопаток) первой решетки.

Коэффициент нестационарности (9.153) можно выразить через коэффициенты подачи и напора, пренебрегая диаметром втулки,

$$K = \frac{l_2 Z_1}{t_2 Z_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{0{,}164 K_Q^2 + 0{,}247 \eta_г^{-2} K_H^2}}, \qquad (9.154)$$

где $\eta_г$ — гидравлический к. п. д. ступени.

Суммарная осредненная циркуляция скорости вокруг профиля при нестационарном обтекании будет тем ближе к расчетной (стационарной), чем большее число волн одновременно имеет место на профиле.

По данным В. Г. Старицкого, минимум, допустимый для осевых насосов, соответствует $K = 2$. Тогда

$$\frac{Z_1}{Z_2} \geqslant 2 \left(\frac{t}{l}\right)_2 \sqrt{0{,}164 K_Q^2 + 0{,}247 \eta_г^{-2} K_H^2}. \qquad (9.155)$$

Формула (9.155) может быть рекомендована для выбора соотношения числа лопастей (лопаток) у колеса и аппарата. Особенно следует обращать внимание на правильный выбор этого соотношения при проектировании многоступенчатого насоса, т. е. при работе колеса за выправляющим аппаратом предыдущей ступени.

Осевой зазор. Взаимное влияние двух решеток, одна из которых движется по отношению к другой, вызывает необходимость располагать их в осевом направлении на некотором расстоянии, достаточном для выравнивания поля скоростей за первой решеткой. Очевидно, что необоснованное увеличение этого осевого зазора вызовет рост потерь энергии в пространстве между решетками. Опыт создания осевых насосов и согласующийся с ним опыт разработки осевых компрессоров [25] показывает, что оптимальной является величина осевого зазора между колесом и установленным за ним выправляющим аппаратом, составляющая примерно (0,10—0,15) $l_к$, где $l_к$ — хорда лопасти колеса. В многоступенчатых насосах зазор между колесом второй ступени и стоящим впереди него аппаратом первой ступени должен выбираться примерно вдвое больше.

Сказанное относится и к случаю установки перед рабочим колесом входного статора. Отметим, что статор, стоящий перед входом на рабочее колесо, т. е. со всасывающей стороны его, может отрицательно влиять не только на энергетические, но и на кавитационные качества насоса [77]. Осевой зазор между статором и колесом должен быть не меньше 1,0 $l_{ст}$, где $l_{ст}$ — хорда колонки (пластины) статора.

53. Основы прочностных расчетов

В расчете элементов осевого насоса на прочность основную трудность представляет определение сил, действующих на лопасти рабочего колеса.

Оценка величины этих сил при проектировании колеса может быть выполнена приближенно и только для расчетного режима работы. При нерасчетных режимах силы могут быть определены с помощью специально поставленных экспериментов.

Гидродинамический изгибающий момент. На лопасть рабочего колеса действуют поверхностные силы гидродинамического давления и массо-

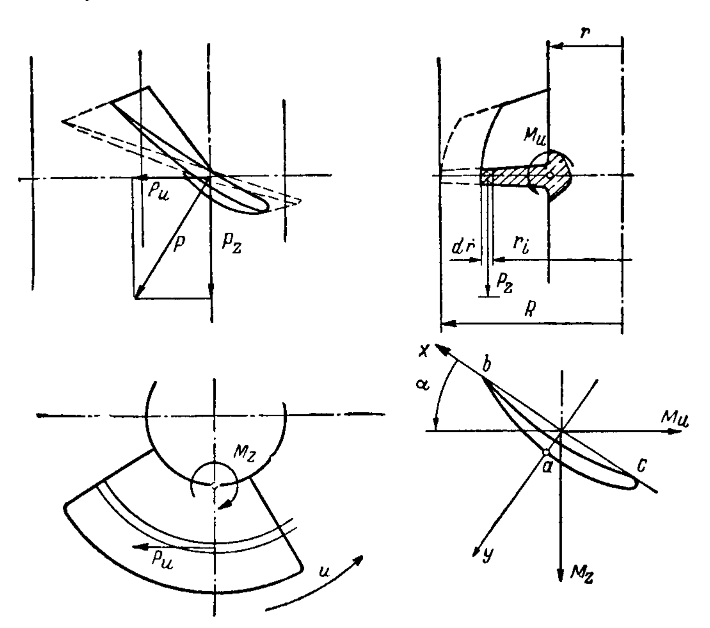


Рис. 171. Схема действия составляющих изгибающего момента от гидродинамических сил давления

вые — центробежные и вес. Последние определяются сравнительно просто и их величина для обычных насосов при расчете на прочность лопасти не играет заметной роли.

Найдем величину изгибающего момента, действующего на лопасть со стороны обтекающего ее потока. Будем определять составляющие этого момента M_u и M_z, вызываемые осевой P_z и окружной P_u проекциями равнодействующей гидродинамических сил (рис. 171).

Составляющая изгибающего момента M_z вокруг оси, параллельной оси вращения колеса, вызывается действием окружной составляющей сил давления P_u, величина которой определяется формулой (9. 33). Тогда (рис. 171)

$$dM_z = P_u (r_i - r)\, dr_i = \varrho v_z \Gamma_1 (r_i - r)\, dr_i, \qquad (9.\,156)$$

где r_i и r — значения текущего радиуса и радиуса втулки, т. е. корневого сечения лопасти.

Величина M_z может быть получена интегрированием уравнения (9. 156) в пределах размаха лопасти

$$M_z = \int_r^R \varrho v_z \Gamma_1 (r_i - r)\, dr_i = \varrho v_z \Gamma_1 \left[\frac{R^2 - r^2}{2} - r(R - r)\right] =$$

$$= \frac{1}{2} \varrho v_z \Gamma_1 R^2 (1 - d^2), \tag{9. 157}$$

где $R = \frac{D}{2}$ и $d = \frac{D_{вт}}{D}$.

Циркуляция скорости вокруг одной лопасти

$$\Gamma_1 = \frac{2\pi g H_m}{\omega Z} = \frac{2\pi g K_H n^2 D^2}{2\pi n Z \eta_г} = \frac{g}{Z\eta_г} K_H n D^2. \tag{9. 158}$$

Из уравнения (9. 157) с учетом зависимости

$$v_z = \frac{4K_Q n D^3}{\pi D^2} \frac{1}{1 - d^2} = \frac{4}{\pi} K_Q n D \frac{1}{1 - d^2}, \tag{9. 159}$$

и выражения (9.158) получим

$$M_z = \frac{\gamma}{2\pi Z \eta_г} K_Q K_H n^2 D^5. \tag{9. 160}$$

Из уравнений подобия [формулы (1. 25) — (1. 27)] с точностью до масштабного эффекта момент пропорционален $n^2 D^5$. Введем понятие о коэффициенте момента

$$K_{Mz} = \frac{M_z}{n^2 D^5}. \tag{9. 161}$$

Тогда из формулы (9. 160) получим

$$K_{Mz} = \frac{\gamma}{2\pi Z \eta_г} K_Q K_H. \tag{9. 162}$$

Мощность можно выразить через те же коэффициенты. Принимая $\eta = \eta_г$, найдем

$$N = \frac{\gamma Q H}{\eta_г} = \frac{\gamma}{\eta_г} K_Q K_H n^3 D^5, \tag{9. 163}$$

и коэффициент мощности

$$K_N = \frac{N}{n^3 D^5} = \frac{\gamma}{\eta_г} K_Q K_H. \tag{9. 164}$$

Из сравнения формул (9. 162) и (9. 164) следует

$$K_{Mz} = \frac{1}{2\pi Z} K_N, \tag{9. 165}$$

т. е. величина изгибающего вокруг оси z момента от гидродинамических сил пропорциональна потребляемой насосом мощности.

Вторая составляющая изгибающего момента равна

$$M_u = \int_r^R P_z (r_i - r)\, dr_i = \varrho \Gamma_1 \int_r^R w_{\infty u} (r_i - r)\, dr_i. \tag{9. 166}$$

Подставим в формулу (9. 166) зависимости

$$w_{\infty u} = \omega r - \frac{v_{u2}}{2} = \omega r - \frac{\Gamma_1 Z}{4\pi r}, \tag{9. 167}$$

Получим после интегрирования

$$M_u = \frac{1}{2}\varrho\Gamma_1\left[\omega\,\frac{2R^3-3rR^2+r^3}{3} - \frac{\Gamma_1 Z}{2\pi}\left(R-r-r\ln\frac{R}{r}\right)\right] =$$

$$= \frac{1}{2}\varrho\Gamma_1\omega R^3\left[\frac{2-3d+d^3}{3} - \frac{\Gamma_1 Z}{2\omega\pi R^2}\left(1-d-d\ln\frac{1}{d}\right)\right], \qquad (9.\ 168)$$

отсюда, принимая

$$K_{Mu} = \frac{M_u}{n^2D^5}, \qquad (9.\ 169)$$

получим

$$K_{Mu} = \frac{\pi\gamma K_H}{8Z\eta_г}\left[\frac{2-3d+d^3}{3} - \frac{gK_H}{\eta_г\pi^2}\left(1-d-d\ln\frac{1}{d}\right)\right]. \qquad (9.\ 170)$$

Из уравнения (9. 170), учитывая, что величина d и K_H связаны (см. рис. 167), следует, что составляющая изгибающего момента M_u является функцией только напора.

Максимальные изгибающие напряжения имеют место в точках a, b и c (рис. 171) корневого сечения лопасти рабочего колеса, причем в точках b и c — напряжение растяжения, в точке a — сжатия. Для их определения нужно знать величины изгибающих моментов относительно главных осей инерции корневого профиля лопасти. Примем ориентировочно, что направления главных осей инерции совпадают с хордой профиля и нормалью к ней. Тогда величины изгибающих моментов вокруг этих осей равны

$$\left.\begin{aligned} M_x &= -(M_u\cos\alpha + M_z\sin\alpha);\\ M_y &= M_z\cos\alpha - M_u\sin\alpha. \end{aligned}\right\} \qquad (9.\ 171)$$

Величина максимального напряжения растяжения (точки b и c)

$$\sigma_{изг\,\max} = \frac{M_x}{W_x}, \qquad (9.\ 172)$$

где W_x — момент инерции площади корневого сечения пера лопасти или части его, сопрягающейся с цапфой при отъемных лопастях, относительно нейтральной оси, параллельной главной оси инерции X.

Формулы (9. 171) и (9. 172) позволяют приближенно определить максимальные напряжения от изгибающих гидродинамических сил. Более точный расчет напряженного состояния лопасти сложной пространственной формы с неравномерным нагружением по поверхности — задача исключительно сложная. Практического инженерного метода такого расчета пока еще не создано. При разработке крупных уникальных осевых машин используют экспериментальные методы определения напряженного состояния на моделях, изготовленных, как правило, из органического стекла. Для большинства случаев достаточной является описанная выше упрощенная методика.

Напряжения от центробежных сил. Обычно лопасть рабочего колеса проектируют так, чтобы центры тяжести всех сечений были совмещены на радиальной прямой или были по возможности близки к ней. Это обеспечивает либо отсутствие, либо малую величину изгибающих напряжений от центробежных сил, действующих в теле лопасти. Тогда наличие этих сил вызывает только дополнительные напряжения растяжения, величина которых находится по формуле

$$\sigma_ц = \frac{mR_{cp}\omega^2}{F}, \qquad (9.\ 173)$$

где m — масса пера лопасти;

$R_{ср}$ — радиус среднего сечения лопасти;

F — площадь корневого сечения или его части в случае отъемных лопастей.

Максимальное значение напряжения растяжения (точки b и c) может быть определено сложением

$$\sigma_{max} = \sigma_{изг\,max} + \sigma_{ц}. \tag{9.174}$$

Оценка собственной частоты пера лопасти. Иногда, особенно для насосов с высокой скоростью вращения, необходимо оценить первую собственную частоту пера лопасти для проверки вибрационной надежности колеса

Перо лопасти является балкой сложной пространственной формы переменного сечения, жестко заделанной одним концом. Точный расчет собственной частоты такой конструкции практически невыполним. В случае необходимости распределение частотных характеристик по поверхности лопасти определяется экспериментально на соответствующих моделях.

В подавляющем большинстве случаев достаточным является приближенное определение первой собственной частоты пера лопасти. Грубая оценка может быть выполнена, если лопасть уподобить пластине, заделанной одним концом, т. е. отвлечься от перекрученности лопасти. Обычно такое отвлечение приводит к погрешности порядка 1—10%. Высший предел здесь соответствует тихоходным — высоконапорным насосам. Причем перекрученность лопасти увеличивает ее жесткость, т. е. повышает значение первой собственной частоты. Для ее оценки можно рекомендовать формулу

$$f = \frac{17{,}5}{L^2}\sqrt{\frac{EJ_{ср}}{\gamma F_{ср}}}, \tag{9.175}$$

где $L = R - r$ — размах лопасти;

E — модуль упругости материала лопасти;

$J_{ср}$ — средняя величина момента инерции цилиндрических сечений лопасти;

$F_{ср}$ — средняя величина площади этих сечений;

γ — удельный вес материала лопасти.

Метод более точного расчета рассмотрен в [53].

Результат расчета по формуле (9.175) необходимо сравнить с максимально возможной частотой возмущающей силы

$$f_{возм} = \frac{n}{60} Z, \tag{9.176}$$

где n — число оборотов рабочего колеса в минуту;

Z — число лопаток выправляющего аппарата.

При несимметричном входе в насос величина $f_{возм}$ должна быть увеличена вдвое.

Осевая сила. Значительный интерес представляет определение силы, действующей на ротор осевого насоса. Величина этой силы является основой расчета на прочность и надежность подпятника.

Величина осевой составляющей гидродинамических сил давления на лопасти может быть найдена из формулы Жуковского (9.38), используя которую, получим для элементарного сечения

$$dP_z = \varrho \Gamma_1 w_{\infty u}\, dr \tag{9.177}$$

или для всего колеса

$$P_z = Z\Gamma_1 \varrho \int_r^R w_{\infty u}\, dr. \tag{9.178}$$

Подставим в это уравнение неоднократно использованные ранее выражения

$$w_{\infty u} = u - \frac{v_{u2}}{2};$$

$$v_{u2} = \frac{gH_m}{\omega r};$$

$$H_m = Z\Gamma_1 \frac{\omega}{2\pi g}.$$

Получим

$$P_z = \frac{2\pi\gamma H_m}{\omega} \int_r^R \left(u - \frac{v_{u2}}{2}\right) dr = 2\pi\gamma H_m \int_r^R \left(r - \frac{gH_m}{2\omega^2 r}\right) dr. \quad (9.179)$$

Проинтегрируем уравнение (9.179), принимая, что H_m равномерно распределен вдоль размаха,

$$P_{z\,л} = \pi R^2\gamma H_m \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 - \frac{gH_m}{\omega^2 R^2} \ln \frac{R}{r}\right] =$$

$$= \pi R^2\gamma H_m \left(1 - d^2 - \frac{gH_m}{\omega^2 R^2} \ln \frac{1}{d}\right) =$$

$$= \pi R^2\gamma H_m \left(1 - d^2 - \frac{gK_H}{\eta_г \pi^2} \ln \frac{1}{d}\right). \quad (9.180)$$

Полное осевое усилие больше полученного на величину силы, действующей на втулку рабочего колеса,

$$P_{z\,вт} = \pi\left(r^2 - r_в^2\right)\gamma H_m, \quad (9.181)$$

где $r_в$ — радиус вала в месте, где он проходит через уплотнение на выходе из корпуса.

Обычно $r_в^2 \ll r^2$ и величиной $r_в^2$ можно пренебречь по сравнению с r^2. Тогда

$$P_{z\,вт} \approx \pi r^2\gamma H_m. \quad (9.182)$$

Здесь весь теоретический напор отнесен к давлению, что справедливо для насоса в целом без учета выходного диффузора.

Полная осевая сила

$$P_z = P_{z\,л} + P_{z\,вт} = \pi R^2\gamma H_m \left(1 - \frac{gK_H}{\eta_г \pi^2} \ln \frac{1}{d}\right). \quad (9.183)$$

Из этого уравнения следует, что полная осевая сила всегда несколько меньше, чем произведение перепада давления γH_m на площадь диска рабочего колеса.

Обозначим выражение, стоящее в скобках уравнения (9. 183), коэффициентом C_0. Учитывая зависимость $d\ (K_H)$ (см. рис. 167), получим, что величина C_0 является функцией только коэффициента напора K_H. Это справедливо для оптимального (расчетного) режима работы насоса. При среднем значении $\eta_г \approx 0{,}9$ величина $C_0 \approx 0{,}89 \div 0{,}95$ во всем возможном диапазоне значений $(K_H)_{опт}$. Оценка величины коэффициента C_0 позволяет принимать для расчетного режима работы насоса

$$P_z \approx \pi R^2\gamma H_m. \quad (9.184)$$

Выразим в формуле (9. 183) напор через коэффициент напора

$$P_z = \frac{\pi D^2}{4\eta_г} \gamma K_H n^2 D^2 C_0. \quad (9.185)$$

Введем понятие о коэффициенте осевого усилия

$$K_{o.\,y} = \frac{P_z}{n^2 D^4}, \qquad (9.\ 186)$$

или с учетом формулы (9. 185)

$$K_{o.\,y} = \frac{\gamma\pi}{4\eta_г} K_H C_0. \qquad (9.\ 187)$$

Примем приближенно $(\eta_г)_{ср} \approx 0{,}9$, $(C_0)_{ср} \approx 0{,}92$, тогда для расчетного режима работы насоса

$$K_{o.\,y} \approx 0{,}8 K_H. \qquad (9.\ 188)$$

Формула (9. 188) дает возможность быстро оценивать величину осевой силы без расчета насоса.

Заменим в формуле (9. 177) $w_{\infty\,u} = v_z \operatorname{ctg} \beta_\infty$. На расчетном режиме работы обычно принимают $H_m(r) = \mathrm{const}$ и $v_z(r) = \mathrm{const}$. Тогда

$$P_{z\,л}(r) = f(\operatorname{ctg} \beta_\infty). \qquad (9.\ 189)$$

Если принять средние значения угла β_∞ на периферии 18°, а на корне 45°, то получим ($\operatorname{ctg} 18° \approx 3$, $\operatorname{ctg} 45° = 1$), что осевая сила на лопастях растет от корня к периферии примерно втрое.

ГЛАВА 10

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ

54. Характеристики при постоянном числе оборотов

Схема испытания. При испытании насоса жидкость совершает замкнутый цикл (см. рис. 112). Забираемая насосом из резервуара, она подается в напорную сеть, состоящую из участка трубопровода с расходомером и дроссельной задвижкой, и вновь возвращается в резервуар. При этом вся энергия, получаемая жидкостью в насосе, поглощается преимущественно в дроссельной задвижке. Закрывая и открывая задвижку, можно изменять подачу насоса от нуля до некоторого максимального значения. Число оборотов насоса в течение одного опыта сохраняют постоянным. При разных открытиях дроссельной задвижки производят замеры: подачи, давления нагнетания, давления всасывания, температуры жидкости и мощности, потребляемой насосом. Замер подачи большей частью осуществляется мерной дроссельной шайбой или соплом по величине перепада давления до и после прибора; перепад давления измеряется дифференциальным манометром. Зная отметки расположения манометров для измерения давления нагнетания и всасывания и диаметры присоединительных трубопроводов, по данным наблюдения производят определение напора насоса согласно уравнению (1. 1). По данным замеров подачи, напора и мощности насоса и формуле (1. 3) определяют его к. п. д. В результате получают таблицу значений напора, мощности и к. п. д. для последовательного ряда значений подачи насоса от нуля до некоторого максимального значения. Если по ходу ведения испытания возможны некоторые колебания числа оборотов, то при каждом отсчете для всей группы параметров насоса производится также замер числа оборотов. В этом случае результаты испытания по формулам подобия (1. 22), (1. 23) и (1. 24) приводятся к постоянному числу оборотов.

Характеристика насоса. Опытные значения напора, мощности и к. п. д. для ряда значений подачи могут быть представлены в виде системы точек (рис. 172). Соединяя точки плавными кривыми, получаем непрерывную зависимость рассматриваемых параметров от подачи насоса при постоянном числе оборотов. Эти кривые являются основными характеристиками насоса при постоянном числе оборотов. Напор насоса обычно имеет большие значения при меньшей подаче и уменьшается с ее возрастанием. Однако у центробежных насосов с коэффициентом быстроходности $n_s < 100$ наибольший напор часто достигается при некоторой промежуточной подаче

и несколько падает при ее уменьшении до нуля. Это является существенным недостатком такого типа насосов (см. п. 59).

В последнее время опубликован ряд работ, прямо или косвенно направленных на получение у насосов с $n_s < 100$ непрерывно падающих характеристик [29, 30, 31, 66, 68, 69, 70, 71, 97].

Мощность насоса при нулевой подаче имеет некоторое значение N_0. Величина мощности холостого хода N_0 зависит от типа насоса, и вид кривой $N - Q$ может иметь различный характер в зависимости от коэффициента быстроходности насоса. При холостом ходе полезная подача насоса равна нулю и, следовательно, к. п. д. также равен нулю. С возрастанием подачи к. п. д. растет, достигая оптимального значения при режиме, близком к расчетному, а затем начинает падать. Такие характеристики дают достаточно полное представление о свойствах насоса в эксплуатации, если насос снабжен двигателем с постоянным числом оборотов, например асинхронным мотором.

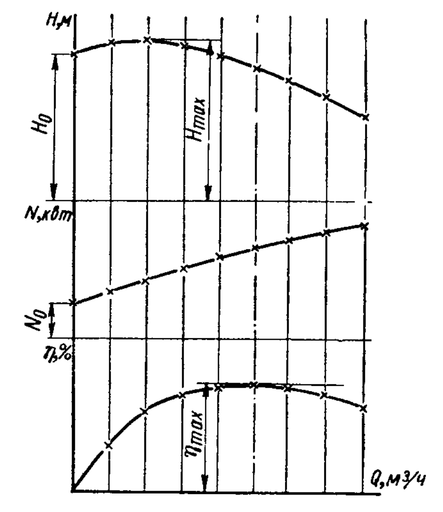


Рис. 172. Характеристики центробежного насоса

Иногда возникает потребность в более сжатом выражении характеристики насоса. Тогда строят одну характеристику $H - Q$, помечая на ней точки с определенными значениями к. п. д. Зная для каждой точки характеристики подачу, напор и к. п. д., легко вычислить мощность (например, рис. 173).

Характеристики осевых насосов совпадают качественно с характеристиками центробежных насосов. Отличительной чертой характеристик $H - Q$ осевых насосов является относительно быстрое падение напора с уве-

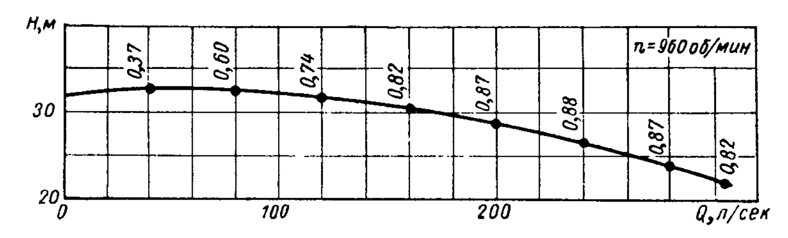


Рис. 173. Характеристика насоса с отметками значения к. п. д.

личением подачи (см. рис. 161) и значительное превышение мощности холостого хода над нормальной мощностью. Поэтому пуск осевых насосов при закрытой задвижке на напорной линии, как это обычно имеет место для центробежных насосов, технически нерационален, требуя увеличения мощности двигателя против нормальной.

55. Универсальные характеристики

Характеристики при различных числах оборотов. Исследование работы насосов при переменном числе оборотов обычно осуществляется по серии характеристик при n = const для различных чисел оборотов. Нанося на общий график эти характеристики, отмечая на них точки с равными

значениями к. п. д. и соединяя их плавными кривыми, получают так называемую универсальную характеристику (рис. 174). Универсальная характеристика позволяет легко определить число оборотов, к. п. д. и, следовательно, мощность насоса для любого сочетания значения напора и подачи. Для каждого насоса, как это следует из универсальной характеристики, существует относительно ограниченная область, где он может быть использован с близким к оптимальному значением к. п. д. Универсальная характеристика с исчерпывающей полнотой определяет эксплуатационные свойства насоса.

Подобие характеристик. Опытное определение универсальной характеристики в производственных условиях часто затруднительно. Возникает вопрос о расчете характеристики на другое число оборотов n по уже имею-

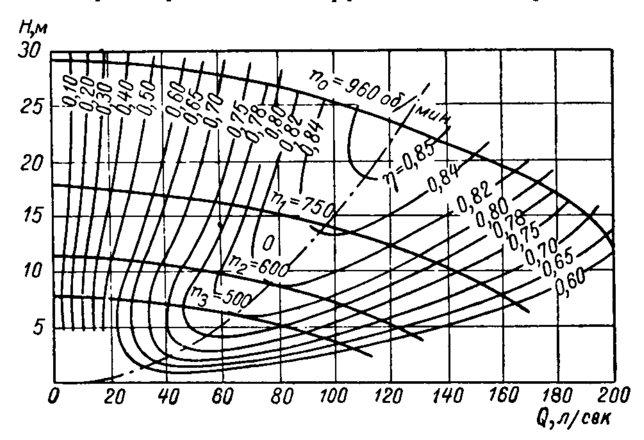


Рис. 174. Универсальная характеристика центробежного насоса

щейся опытной характеристике на число оборотов n_1. Так как режимы при новом числе оборотов подобны режимам на основном числе оборотов, то такой пересчет становится возможным.

Рассматривая насос при работе на данном числе оборотов n_1 как модель для работы насоса на новом числе оборотов n, можно воспользоваться для расчета подачи, напора и мощности формулами (1. 25), (1. 26) и (1. 27), приняв в них коэффициент моделирования $\lambda = 1$. В условиях автомоделирования гидравлический, объемный и внутренний к. п. д. в широких пределах остаются неизменными [см. формулы (6. 3), (6. 11), (6. 17) и (6. 18)], и уравнения подобия принимают вид

$$Q = Q_1 \frac{n}{n_1}; \quad H = H_1 \left(\frac{n}{n_1}\right)^2; \quad N_i = N_{i1} \left(\frac{n}{n_1}\right)^3, \tag{10. 1}$$

по которым легко могут быть подсчитаны подача Q, напор H и внутренняя мощность N_i на режиме при числе оборотов n по данным значениям Q_1, H_1 и N_{i1} при числе оборотов n_1. Внутренняя мощность N_i равна полной N за вычетом механических потерь N_{r2} на трение в сальниках и N_{r3} — в подшипниках

$$N_i = N - N_{r2} - N_{r3}. \tag{10. 2}$$

Мощность трения в сальниках и подшипниках обычно составляет незначительный процент от полной мощности, и в первом приближении ею можно пренебречь. В случае необходимости в уточнении значения полной мощности трение в подшипниках и сальниках может быть определено расче-

том по уравнениям (5. 93) и (5. 94) как для основного, так и для нового числа оборотов. Вследствие малости относительной величины этих потерь неточность их расчета является величиной второго порядка в сравнении со значением полной мощности.

Пользуясь уравнениями (10. 1) и (10. 2), можно построить с достаточной точностью характеристики $H-Q$ и $N-Q$ для нового числа оборотов n по данной характеристике при числе оборотов n_1, а затем вычислить

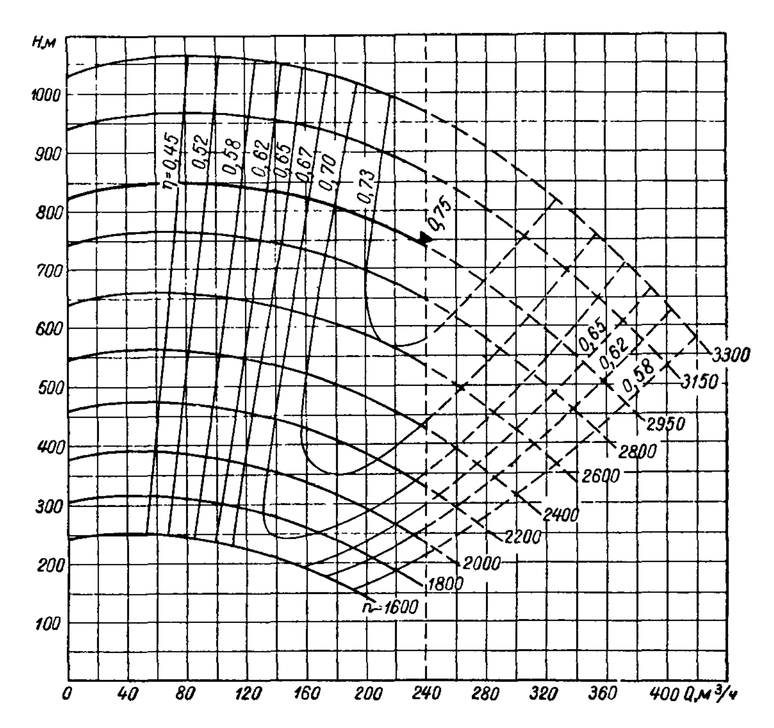


Рис. 175. Универсальная характеристика, построенная по данным испытания насоса при числе оборотов n_1

характеристику $\eta-Q$. Так может быть построена универсальная характеристика насоса в достаточно широком диапазоне изменения числа оборотов (рис. 175).

Параболы подобных режимов. Исключая из первых двух уравнений (10. 1) число оборотов, получим

$$H = \frac{H_1}{Q_1^2} Q^2 = \text{const}\, Q^2, \qquad (10.\ 3)$$

т. е. уравнение параболы, проходящей через точку (Q_1, H_1). Эта парабола представляет собой геометрическое место точек, определяющих режимы работы насоса, подобные режиму в точке (Q_1, H_1); она называется параболой подобных режимов. Парабола подобных режимов является линией постоянных значений внутреннего к. п. д. $\eta_i = \text{const}$.

Полная характеристика насоса. При совместной работе нескольких насосов в сеть и внезапном отключении одного из них от источника питания (потеря насосом привода) возможны режимы работы насоса, когда при нормальном его вращении поток движется в обратную сторону, а также случаи вращения насоса в обратную сторону [78]. Для исследования работы всей системы насосов в этих аварийных режимах необходимо иметь

полную характеристику насоса при положительном и отрицательном направлении движения потока и прямом (положительном) и обратном направлениях вращения [87]. Очевидно, что в таких условиях напор насоса также может быть положительным и отрицательным. При отрицательном значении подачи, напора и числа оборотов насос работает как нормальная

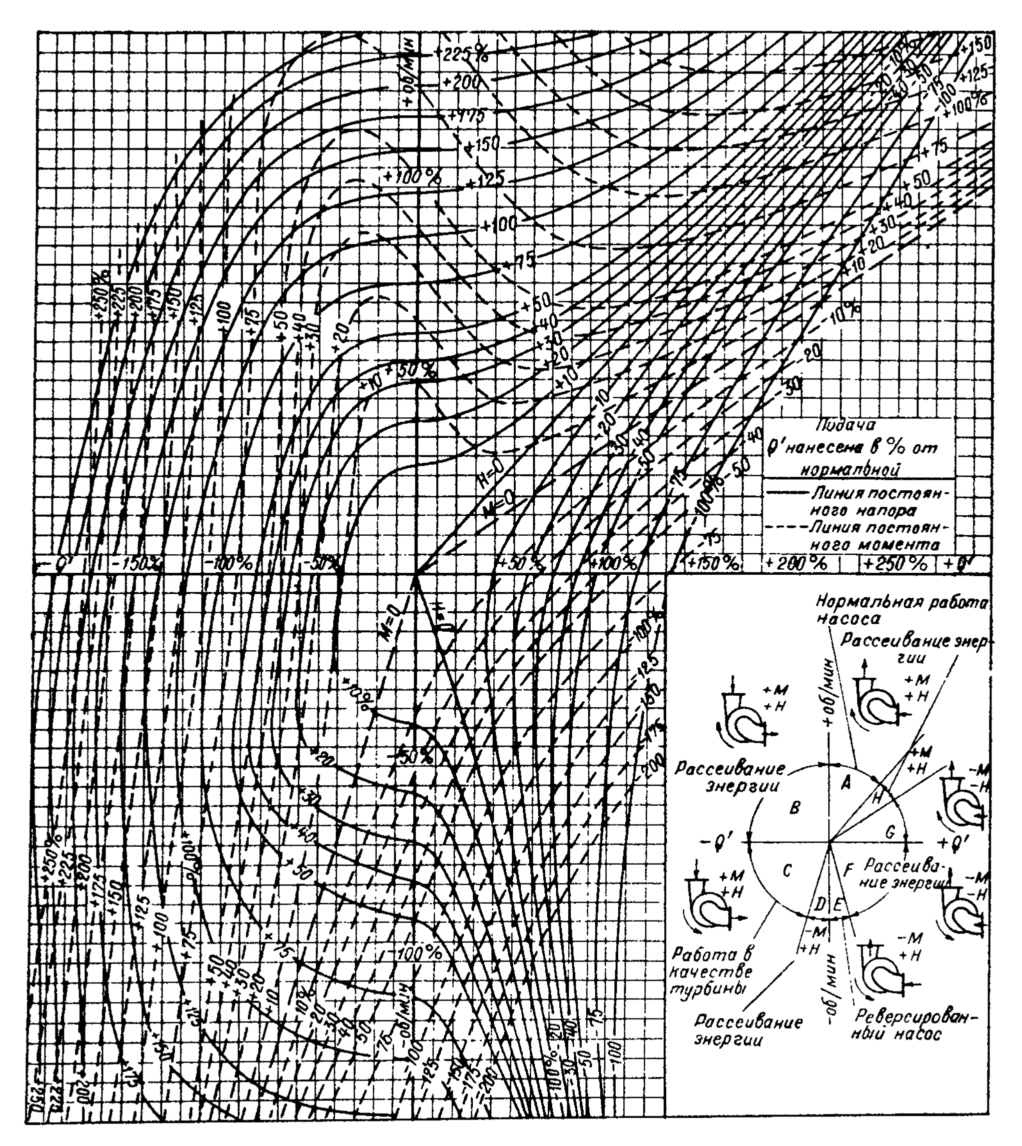


Рис. 176. Круговая характеристика центробежного насоса в четырех квадрантах

турбина, отдавая мощность на вал двигателя. При положительном значении напора и подачи, но обратном направлении вращения насос работает, отдавая энергию потоку жидкости, т. е. как реверсивный насос. При отрицательной подаче и напоре, но положительном направлении вращения насос получает энергию от потока и представляет собой реверсивную турбину. При положительном напоре и числе оборотов, но отрицательной подаче насос работает как гидротормоз, рассеивая энергию, получаемую

как от потока, так и от двигателя. На рис. 176 представлена полная круговая характеристика насоса в координатах $n—Q$, где нанесены линии постоянного напора и крутящего момента. Такая характеристика определяет свойства насоса при всех возможных режимах работы.

56. Относительные и безразмерные характеристики

Относительные характеристики. Для сопоставления эксплуатационных свойств насосов различных размеров и конструкций их характеристики удобнее всего выражать в относительной форме. При этом в качестве масштаба выбирается значение параметров насоса на режиме оптимального значения к. п. д., который должен совпадать с расчетным режимом.

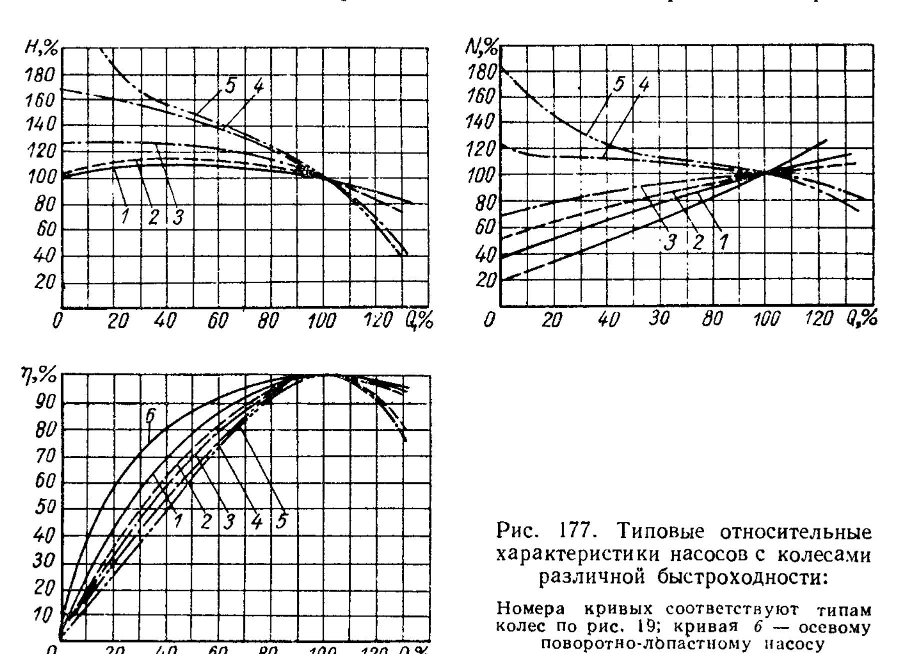


Рис. 177. Типовые относительные характеристики насосов с колесами различной быстроходности:

Номера кривых соответствуют типам колес по рис. 19; кривая 6 — осевому поворотно-лопастному насосу

Обозначая относительные параметры индексом 1, а параметры расчетного режима — индексом p, имеем

$$Q^1 = \frac{Q}{Q^p}; \quad H^1 = \frac{H}{H^p}; \quad N^1 = \frac{N}{N^p}; \quad \eta^1 = \frac{\eta}{\eta^p}. \qquad (10.\ 4)$$

Относительные характеристики могут быть весьма удобно использованы для составления предварительных характеристик вновь проектируемого насоса. Имея относительные характеристики насоса, конструкция и быстроходность которого подобна вновь проектируемому, получим для составления предварительной характеристики следующие уравнения:

$$Q = Q^1 Q^p; \; H = H^1 H^p; \; N = N^1 N^p; \; \eta = \eta^1 \eta^p, \qquad (10.\ 5)$$

где Q^p; H^p; N^p и η^p — расчетные параметры нового насоса.

Относительные характеристики позволяют производить весьма удобное сравнение характеристик насосов с колесами различной быстроходности n_s.

Типовые характеристики колес различной быстроходности даны на рис. 177. Возрастание коэффициента быстроходности n_s ведет к увеличению крутизны характеристики $H—Q$, возрастанию мощности холостого

хода N_0 и сокращению области высоких значений к. п. д. с изменением подачи. При быстроходности $n_s > 300$ мощность холостого хода повышает рабочую мощность насоса $N_0^1 > 1$, что необходимо учитывать при выборе приводного двигателя, если запуск насоса производится при закрытой напорной линии. Такие насосы целесообразнее всего пускать при открытой напорной линии; тогда насос подходит к нормальному рабочему режиму со стороны больших значений подачи.

Наиболее благоприятной формой кривой к. п. д. обладает осевой насос с поворотными лопастями.

Приведенные (безразмерные) характеристики. В п. 51 изложены теоретические основы применения приведенных характеристик для обобщения результатов испытаний осевых насосов. Теоретически все сказанное там полностью относится и к центробежным насосам. Исключительное конструктивное разнообразие этих насосов, широта и специфика областей их использования и вызванное этим многообразие типов центробежных насосов затрудняют широкое обобщение их качества. Однако развитие насосостроительной техники настоятельно требует выполнения такого обобщения.

Возможность обобщения характеристик центробежных насосов по коэффициентам подачи K_Q и напора K_H [см. формулы (9. 89) и (9. 90)] показана в работе [16], в которой использованы результаты испытаний 250 насосов с $n_s = 40 \div 270$.

57. Теоретическое построение характеристик

Теоретическое построение характеристик насоса по заданным размерам проточной части встречается с большими трудностями. Наилучшие результаты дает комбинированный способ, когда построение теоретической характеристики ведется по расчетному направлению касательной в точке оптимального значения к. п. д. и по точке холостого хода, полученной сопоставлением с относительной характеристикой колеса с таким же значением коэффициента быстроходности n_s и конструкцией того же типа.

Характеристика H^1—Q^1. Определим расчетным путем направление касательной к характеристике H^1—Q^1 в точке оптимального значения гидравлического к. п. д. насоса.

Теоретический напор насоса изменяется в зависимости от подачи, как это следует из уравнений (2. 98) и (2. 116), по линейному закону и определяется уравнением

$$H_m = \frac{u_2 v_{u2}}{g} = \frac{u_2}{g(1+p)}\left(u_2 - \frac{v_{m2}}{\operatorname{tg}\beta_2}\right) = \frac{u_2^2}{g(1+p)}(1-q). \qquad (10.6)$$

Перейдем к относительным величинам

$$H_m^1 = \frac{H_m}{H^p} = \frac{1}{1+p}\cdot\frac{u_2^2}{gH^p}\left(1 - \frac{v_{m2}}{v_{m2}^p}\cdot\frac{v_{m2}^p}{u_2 \operatorname{tg}\beta_2}\right) =$$

$$= \frac{1}{1+p}\left(1 - Q^1 q^p\right)\frac{u_2^2}{gH^p}. \qquad (10.7)$$

Обозначая угол наклона линии теоретического напора к оси абсцисс через γ_m^H (рис. 178), имеем

$$\operatorname{tg}\gamma_m^H = \frac{d}{dQ^1}\left(\frac{H_m}{H^p}\right) = \frac{1}{(1+p)g}\cdot\frac{u_2^2}{H^p}q^p. \qquad (10.8)$$

Гидравлический к. п. д. $\eta_г = \frac{H^1}{H^1_m}$. Можно считать, что точка максимального значения гидравлического к. п. д. в первом приближении должна совпадать с расчетным режимом. Следовательно, луч, проведенный из точки $\left(0, \frac{u_2 \operatorname{tg} \beta_2}{v^p_{m\,2}}\right)$, должен касаться характеристики в точке расчетного режима. Отсюда тангенс угла наклона касательной к характеристике H^1—Q^1 в расчетной точке определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} \gamma^н = \eta^p_г \operatorname{tg} \gamma^н_m = -\eta^p_г \frac{1}{1+p} \cdot \frac{u_2^2}{gH^p} q^p = -\frac{1}{1+p} \cdot \frac{u_2^2}{gH^p_m} q^p.$$

Выражая H^p_m по уравнению (10. 6) через q^p, получим

$$\operatorname{tg} \gamma^н = -\frac{q^p}{1-q^p}. \qquad (10.\ 9)$$

Определяя точку H^1_0 напора при холостом ходе из относительных характеристик насосов с равным значением коэффициента быстроходности n_s

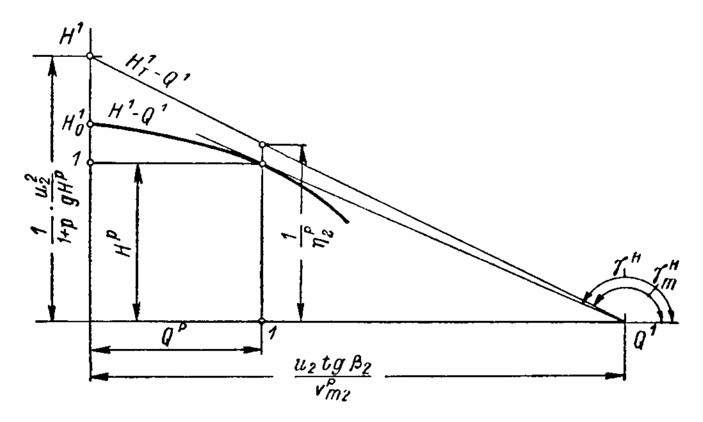


Рис. 178. Построение относительной теоретической характеристики H^1—Q^1

и по возможности того же типа конструкции, строим предварительную характеристику H^1—Q^1 по направлению касательной в расчетной точке и величине напора при холостом режиме. Построение теоретической характеристики по подобию дает наилучшие результаты, если углы наклона касательной к характеристике в расчетной точке у натуры и исходного (модельного) насоса одинаковы. Поэтому параметр $q^p = \frac{v^p_{m\,2}}{u_2 \operatorname{tg} \beta_2}$, определяющий крутизну характеристики в расчетной точке, должен учитываться при выборе скорости $v^p_{m\,2}$ и угла лопасти β_2.

Характеристика N^1—Q^1. Определим направление касательной к характеристике N^1—Q^1 в расчетной точке. Мощность, потребляемая насосом,

$$N = \frac{\gamma Q H}{102\eta}. \qquad (10.\ 10)$$

Мощность на расчетном режиме

$$N^p = \frac{\gamma Q^p H^p}{102\eta^p}. \qquad (10.\ 11)$$

Переходя к относительным характеристикам, имеем

$$\frac{N}{N^p} = N^1 = \frac{Q}{Q^p} \cdot \frac{H}{H^p} \cdot \frac{\eta^p}{\eta} = \frac{Q^1 H^1}{\eta^1}. \tag{10. 12}$$

При расчетном режиме полный к. п. д. близок к максимальному значению и незначительно изменяется с подачей. Найдем направление касательной к характеристике N^1-Q^1, пренебрегая величиной $\frac{d\eta^1}{dQ^1}$. Имеем

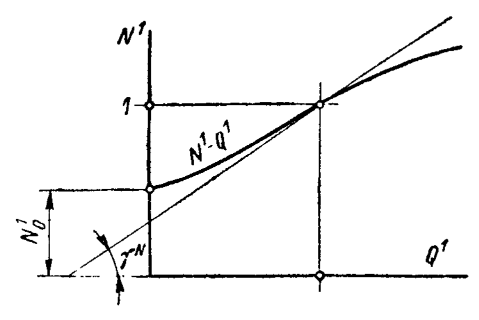


Рис. 179. Построение относительной теоретической характеристики N^1-Q^1

$$\frac{dN^1}{dQ^1} = \operatorname{tg}\gamma^N = \frac{1}{\eta_p^1}\left(H_p^1 + Q_p^1 \frac{dH^1}{dQ^1}\right) =$$

$$= 1 + \operatorname{tg}\gamma^\kappa = 1 - \frac{q^p}{1 - q^p}. \tag{10. 13}$$

Определяя мощность холостого хода N_0^1 сравнением с относительными характеристиками насосов той же быстроходности и имея направление касательной к характеристике в рабочей точке по уравнению (10. 13), строим всю характеристику N^1-Q^1 (рис. 179).

Характеристика η^1-Q^1 при наличии характеристик H^1-Q^1 и N^1-Q^1 легко определяются вычислением по точкам.

ГЛАВА 11

РЕГУЛИРОВАНИЕ И СОВМЕСТНАЯ РАБОТА НАСОСА И ЕГО ВНЕШНЕЙ СЕТИ

58. Регулирование насоса

Насос и внешняя сеть образуют единую систему, равновесное состояние которой определяется материальным и энергетическим балансом. Материальный баланс выражается условием равенства подачи насоса расходу во внешней сети, энергетический — равенством напора насоса напору, потребляемому сетью. Графически условие материального и энергетического баланса системы выражается точкой пересечения характеристик насоса и сети. Эта точка называется рабочей. При данных характеристиках насоса и сети существует только одна рабочая точка, отвечающая условиям устойчивого равновесия. Между тем, как правило, величина потребной подачи изменяется во времени, в соответствии с чем должна перемещаться рабочая точка системы. Для этого необходимо изменять характеристику сети или насоса.

Процесс изменения характеристики сети или насоса для обеспечения заданной величины подачи называется регулированием. Регулирование может быть осуществлено изменением характеристики системы дроссельной задвижкой (дроссельное регулирование), изменением характеристики насоса путем изменения числа оборотов или поворота лопастей колеса или лопаточного отвода. В конденсатных насосах иногда применяют специфический способ регулирования изменением срывной характеристики насоса переменой величины подпора перед насосом [78].

Дроссельное регулирование. Дроссельное регулирование осуществляется клапаном, расположенным на напорной линии насоса, обычно в непосредственной от него близости. Этот клапан необходим для отсоединения насоса от сети в период остановки или ремонта. Поэтому дроссельное регулирование не требует внесения в систему установки насоса никаких новых элементов, что является основным достоинством этого способа.

Каждому положению дроссельного клапана соответствует новая характеристика сети (рис. 180). Уравнение энергетического равновесия принимает вид

$$H_c = H + h_{wx}, \qquad (11.1)$$

где h_{wx} — переменное сопротивление дроссельного клапана.

Изменением h_{wx} можно получить любую подачу: от значения Q_A при полностью открытом дроссельном клапане до нуля. В связи с тем. что при дроссельном регулировании не весь имеющийся напор H, создаваемый насосом, полезно используется в сети, к. п. д. насосной установки $\eta_{н.у}$ меньше к. п. д. насоса η

$$\eta_{н.у} = \eta \frac{H_c}{H}. \qquad (11.2)$$

Дроссельное регулирование является сравнительно малоэкономичным, однако исключительная простота делает его наиболее распространенным.

Регулирование изменением числа оборотов. Регулирование изменением числа оборотов насоса осуществимо путем применения двигателя с пере-

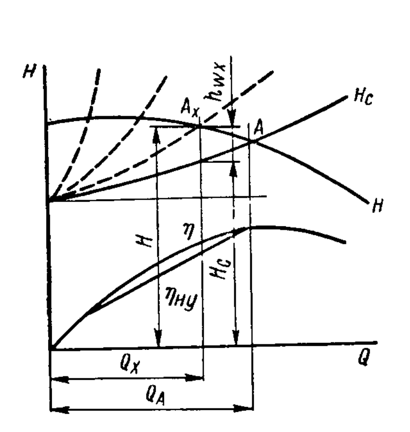


Рис. 180. Дроссельное регулирование подачи иасоса

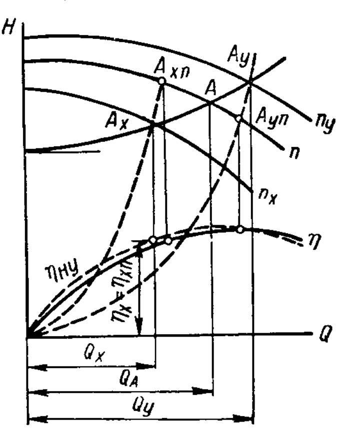


Рис. 181. Регулирование подачи насоса изменением числа оборотов его рабочего колеса

менным числом оборотов. Такими двигателями являются: электромоторы постоянного тока, паровые и газовые турбины, двигатели внутреннего сгорания.

Наиболее распространенные короткозамкнутые асинхронные моторы переменного тока не допускают изменения числа оборотов. В этом случае изменение числа оборотов насоса возможно осуществить соединением насоса с мотором с помощью регулируемой гидромуфты. Асинхронные моторы с фазным ротором допускают регулирование введением сопротивления в цепь ротора, переключением числа пар полюсов, каскадным выключением двух или нескольких машин. Однако все эти способы достаточно сложны в осуществлении н находят ограниченное применение в практике насосных установок.

Регулирование изменением числа оборотов насоса ведет к изменению его характеристки (рис. 181), и положение рабочей точки отражает новое значение подачи Q_x или Q_y, которое может быть больше или меньше подачи Q_A при основном числе оборотов. Эта система регулирования не приводит к потерям в системе насос — сеть, так как при всех режимах напоры насоса и сети согласованы, и $\eta_{н.у} = \eta_x$ на режиме A_x (Q_x, H_x) при числе оборотов n_x. Если провести параболу подобных режимов через точку A_x

$$H = \frac{H_x}{Q_x^2} Q^2, \qquad (11.3)$$

то она пересечет характеристику насоса при основном числе оборотов n в точке A_{xn}. Принимая в первом приближении к. п. д. насоса η постоянным, по параболе подобных режимов получим

$$\eta_{н.\,у} = \eta_x = \eta_{xn}. \qquad (11.4)$$

Регулирование изменением числа оборотов повышает $\eta_{н.\,у}$ в сравнении с к. п. д. насоса при постоянном числе оборотов, когда подача уменьшается против своего значения при наибольшем к. п. д. При сравнении экономичности насосных установок с различными системами приводного двигателя и регулирования необходимо учитывать изменение по режимам к. п. д. двигателя, которое зависит от нагрузки и изменения числа оборотов.

Число оборотов насоса n_x в точке A_x определяется из уравнения подобия

$$n_x = n_1 \frac{Q_x}{Q_{xn}} = n\left(\frac{H_x}{H_{xn}}\right)^{1/2}, \qquad (11.5)$$

где Q_{xn} и H_{xn} — параметры насоса в точке A_{xn} пересечения параболы подобных режимов с характеристикой насоса при основном числе оборотов n.

Мощность насоса в точке A_x

$$N_x = N_{xn}\left(\frac{n_x}{n}\right)^3. \qquad (11.6)$$

К. п. д. электродвигателей постоянного тока, паровой турбины и двигателя внутреннего сгорания, при незначительном изменении числа оборотов, как это обычно имеет место при регулировании насосов, изменяется мало. Эти типы двигателей наиболее приспособлены для регулирования изменением числа оборотов. К. п. д. гидромуфты $\eta_{г.\,м}$ равен отношению числа оборотов ведомого и ведущего вала

$$\eta_{г.\,м} = \frac{n_н}{n_{дв}}. \qquad (11.7)$$

К. п. д. асинхронного мотора $\eta_{а.\,м}$ при регулировании сопротивлением, включенным в цепь ротора, в первом приближении также изменяется пропорционально отношению чисел оборотов ротора и синхронного

$$\eta_{а.\,м} = \frac{n_р}{n_{синх}}. \qquad (11.8)$$

Это является следствием того, что в обоих случаях подводимая мощность определяется крутящим моментом и числом оборотов: в первом — двигателя, во втором — синхронным числом оборотов вращающегося магнитного поля. Потребляемая же насосом мощность равна тому же крутящему моменту, умноженному на угловую скорость вала насоса.

Таким образом, с экономической точки зрения регулирование включением сопротивления в цепь ротора асинхронного мотора и регулирование с помощою гидромуфты равноценны.

При малых мощностях регулирование включением сопротивления в цепь ротора достаточно просто и надежно. При больших мощностях более целесообразно применение гидромуфты в связи с громоздкостью крупных реостатов.

Регулирование изменением числа оборотов даже с учетом потерь в реостате или гидромуфте дает существенный выигрыш в экономичности в сравнении с дроссельным регулированием. Потери энергии в реостате или гидромуфте составляют лишь около половины величины, соответствующей выигрышу в мощности при переходе от дроссельного регулирования к регулированию изменением числа оборотов.

Регулирование поворотом лопастей. Регулирование поворотом лопастей колеса получило распространение применительно к осевым насосам, которые в этом случае называют поворотнолопастными. Поворот лопастей рабочего колеса насоса позволяет существенно влиять на форму характеристики $H—Q$ при незначительном снижении оптимального значения к. п. д. (см. рис. 162). Кривая 6 на фиг. 177 дает относительное изменение оптимального значения к. п. д.

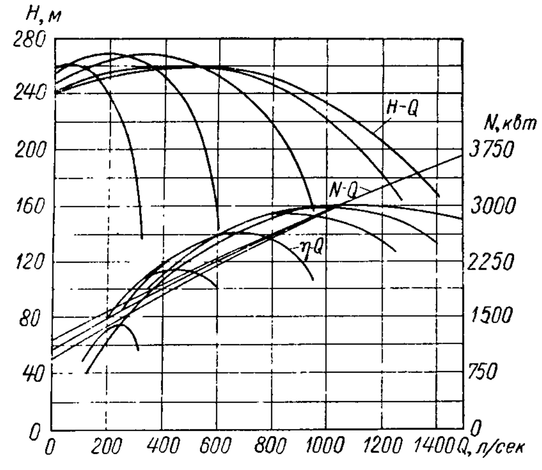


Рис. 182. Характеристики центробежного насоса с поворотными лопатками лопаточного отвода

Поворот лопаток лопаточного отвода центробежного насоса ведет к изменению формы характеристики $H — Q$ и соответственно характеристики $\eta—Q$.

Однако характеристика $N—Q$ при этом в большинстве случаев остается почти неизменной. Это подтверждается испытаниями насоса с подачей 1 $м^3/сек$, напором 235 $м$, мощностью 2900 $квт$ при числе оборотов 1000 в минуту (рис. 182). Таким образом, поворот лопаток отвода может быть использован для регулирования подачи насоса, однако существенного выигрыша в мощности в сравнении с дроссельным регулированием этот способ не дает. В связи с этим регулирование подачи поворотом лопаток лопаточного отвода распространения не получило.

59. Совместная работа насосов и общей сети

При значительных изменениях подачи, связанных с суточным или сезонным графиком потребления сети, целесообразно регулировать подачу изменением числа совместно действующих насосов (рис. 183).

Подача при совместной работе насосов. Равновесие системы при совместной работе насосов в сеть определяется давлением $p_к$ в коллекторе. При достаточно малом его сопротивлении эта величина одинакова для всех совместно действующих насосов сети

$$p_{к1} = p_{к2} = \ldots = p_{кi} = p_{к,\,c}, \qquad (11.\ 9)$$

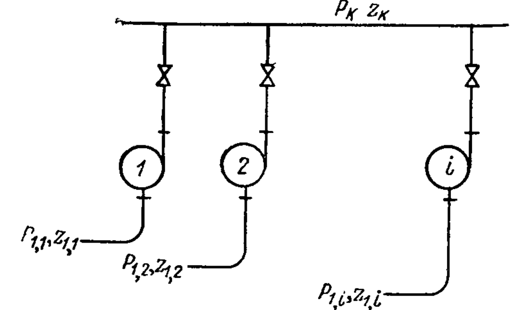


Рис. 183. Схема совместной работы насосов в сеть

где $p_{кi}$ — давление в коллекторе, создаваемое i-м насосом;

$p_{к,c}$ — давление в коллекторе, обусловленное внешней сетью.

Давление в коллекторе, создаваемое насосом, определяется из уравнения энергии

$$p_{кi} = p_{1i} + \gamma\left[H + (z_1 - z_к) + \frac{v_1^2 - v_к^2}{2g} - h_w\right]_i, \qquad (11.\ 10)$$

где p_i, z_i и v_i — давление, отметка и скорость потока в начальном сечении всасывающего трубопровода;

$p_к$, $z_к$ и $v_к$ — то же в коллекторе;

h_w — сопротивление системы на участке от начального сечения всасывающего трубопровода до коллектора, исключая насос;

H — напор насоса.

Эта же величина, исходя из уравнения энергии внешней сети, равна

$$p_{к,\,c} = p_2 + \gamma\left(z_2 - z_к + \frac{v_2^2 - v_к^2}{2g} + h_{wc}\right), \qquad (11.\ 11)$$

где индексом 2 отмечены величины, относящиеся к конечному сечению внешней сети, а h_{wc} — гидравлическое сопротивление от коллектора до конца сети.

Равновесие системы определяется уравнением (11. 9).

Для определения подачи насосов при совместной работе на сеть строят характеристики насосов

$$\left.\begin{aligned} p_{к\,1} &= f_1(Q_1);\\ p_{к\,2} &= f_2(Q_2);\\ &\dots\dots\\ p_{к\,i} &= f_i(Q_i)\end{aligned}\right\} \qquad (11.\ 12)$$

и характеристику сети

$$p_{к,\,c} = f_c(Q_c). \qquad (11.\ 13)$$

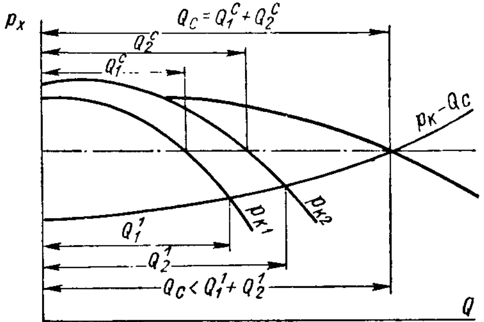


Рис. 184. Суммарная характеристика двух насосов, работающих совместно в общую сеть

Складывая подачу насосов при одинаковых значениях давления в коллекторе, получают суммарную характеристику насосов при совместной работе на общий коллектор. Точка пересечения суммарной характеристики насосов с характеристикой сети определяет рабочую точку при совместной работе.

На рис. 184 показано построение суммарной характеристики двух различных насосов, работающих на общую сеть. Из графика следует, что суммарная подача при совместной работе меньше суммы их подач при одиночной работе на ту же сеть

$$Q_1^c + Q_2^c < Q_1^1 + Q_2^1, \qquad (11.\ 14)$$

здесь индексом c отмечены подачи при совместной работе, а индексом 1 вверху — при одиночной работе.

Объясняется это тем, что при возрастании подачи, потребляемой сетью, возрастает давление в коллекторе, что ведет к уменьшению подачи каждого насоса в сравнении с одиночной работой.

Устойчивость при работе насоса в сеть. Работа насоса на восходящей ветви характеристики от нулевой подачи до точки с максимальным напором может быть неустойчива. Следствием этой неустойчивости является возникновение неустановившегося режима работы насоса — помпажа с периодическими толчкообразными изменениями подачи и напора, часто сопровождающимися гидравлическими ударами в сети. Помпажный режим работы насоса недопустим по соображениям надежности всей системы.

Пусть характеристика сети пересекает характеристику насоса в двух точках: A — на падающей ветви и B — на восходящей ветви (рис. 185). В обеих этих точках имеются условия материального и энергетического

равновесия системы насос—сеть. Покажем, что если рабочая точка расположена на падающей ветви характеристики, то равновесие устойчиво, а если на восходящей, то оно при известных условиях может быть и неустойчиво. Рассмотрим силы, возникающие при незначительном отклонении системы от положения равновесия. При увеличении подачи в системе на величину ΔQ_A, возникшем, скажем, вследствие кратковременного падения потенциального напора сети H_{pc}, возникает положительная разность напоров

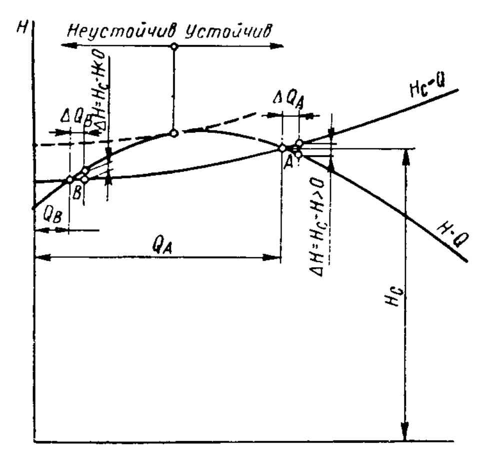


Рис. 185. Устойчивость режима работы насоса

$$\Delta H = H_c - H > 0.$$

Недостаток поступающей в систему энергии H в сравнении с отдаваемой H_c может быть компенсирован только за счет кинетической энергии всей массы жидкости в системе. Скорость движения жидкости уменьшается, подача падает, достигая равновесного значения Q_A, равновесное положение восстанавливается. Иначе складываются условия в точке B. При увеличении подачи на величину ΔQ_B, возникшем вследствие кратковременного понижения потенциального напора сети H_{pc}, возникает отрицательная разность напоров

$$\Delta H = H_c - H < 0. \qquad (11.15)$$

Избыток поступающей в систему энергии H в сравнении с отдаваемой H_c ведет к возрастанию кинетической энергии всей массы жидкости в системе; скорость движения жидкости возрастает, подача возрастает, что ведет к дальнейшему отклонению системы от равновесного положения в точке B; система выпадает из равновесия. Такими же рассуждениями можно показать, что отрицательное возмущение подачи в точке B ведет к замедлению движения жидкости в системе и к дальнейшему выпадению из равновесия. Таким образом, в рассматриваемом сочетании форм характеристик насоса и сети на падающей ветви они устойчивы, а на восходящей — неустойчивы. Однако было бы ошибочно делать вывод, что устойчивая работа на восходящей ветви характеристики никогда невозможна. Пусть потенциальная составляющая потребного напора сети H_{pc} меньше напора насоса H_0 при нулевой подаче (рис. 186)

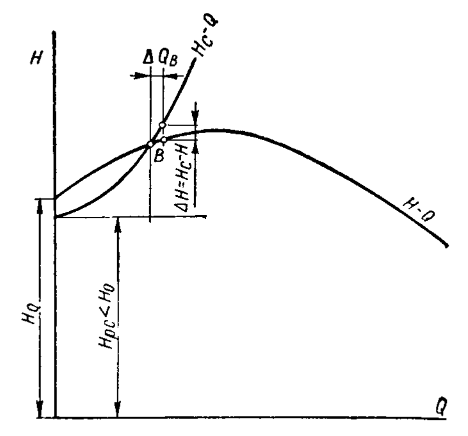


Рис. 186. Условия устойчивости работы на восходящей ветви характеристики

$$H_{p,c} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + z_2 - z_1 < H_0. \qquad (11.16)$$

Здесь p_2 и z_2 — давление и отметка в конце сети;
p_1 и z_1 — то же в начале сети.

Тогда характеристика сети будет пересекать характеристику насоса только в одной точке, причем так, что положительному возмущению подачи ΔQ_B соответствует положительное значение $\Delta H = H_c - H$. В этих условиях равновесие устойчиво. Следовательно, критерием устойчивости режима является только знак разности напора ΔH при положительном возмущении подачи. Математически работа будет устойчивой, если в рабочей точке выполняется неравенство

$$\frac{dH_c}{dQ} > \frac{dH}{dQ}. \qquad (11.17)$$

Условие устойчивости режима (11. 17) всегда соблюдается при соблюдении условия (11. 16).

Помпаж. Рассмотрим помпаж в более простом случае — при одиночной работе насоса на сеть с водонапорным баком открытого или закрытого

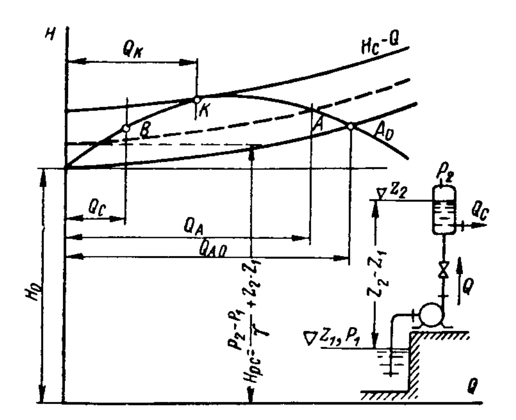


Рис. 187. Возникновение помпажа при одиночной работе насоса

Рис. 188. Непрерывно падающая стабильная характеристика насоса

типа (рис. 187). Жидкость из насоса вначале поступает в напорный бак, а затем — в сеть. Вследствие возможности наполнения или опорожнения бака он представляет собой место разрыва сплошности потока: расход в сеть Q_c может отличаться от подачи насоса Q_A. Пусть расход сети Q_c меньше подачи $Q_к$ в точке касания характеристики сети с характеристикой насоса. Для области от нулевой подачи до $Q_к$ справедливо $\frac{dH_c}{dQ} < \frac{dH}{dQ}$ и работа насоса неустойчива. Следовательно, подача насоса Q будет отлична от Q_c — он будет работать или при $Q = 0$ или при $Q > Q_к$.

Предположим, что в начальный момент

$$Q_A > Q_к > Q_c. \qquad (11.18)$$

Уровень жидкости в баке будет подниматься, вместе с тем станет расти давление в баке p_2; при этом потенциальная составляющая напора сети H_{pc} возрастает, характеристика сети поднимается параллельно самой себе и рабочая точка смещается в сторону уменьшения подачи насоса. Так как по условию (11. 18) потребление сети Q_c меньше, чем подача $Q_к$, то повышение потенциального напора сети достигает значения, при котором характеристика сети коснется характеристики насоса. Дальнейшее повышение характеристики сети, происходящее вследствие инерции жидкости, приведет к тому, что потребный напор сети станет больше напора насоса в точке касания. Насос прекратит подачу в сеть и перейдет на работу при

холостом режиме. Жидкость из бака потечет обратно через насос в приемный трубопровод до тех пор, пока потенциальный напор сети не достигнет напора H_0 насоса при $Q = 0$. Как только H станет меньше H_0, насос вступит в работу и даст подачу, отвечающую рабочей точке A_0. Таким образом, в рассматриваемом случае устойчивая работа насоса при подаче $Q_c < Q_к$ невозможна и приводит к помпажу. Восходящая ветвь характеристики насоса является ветвью неустойчивых режимов работы. Устойчивая работа на этом участке характеристики возможна только при $H_{пс} < H_0$.

Все изложенные рассуждения могут быть отнесены к совместной работе насосов; только вместо характеристики $H - Q$ следует исходить из характеристики «давление в коллекторе p_2 — подача Q». Характеристики, имеющие максимум напора при $Q = 0$, при всех режимах обеспечивают устойчивую работу и называются непрерывно падающими — стабильными (рис. 188).

ГЛАВА 12

ДЕТАЛИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

60. Рабочие колеса

Ведущую роль среди деталей насосов занимает рабочее колесо. Проточная часть колеса определяется соответствующим гидродинамическим расчетом. Колесо подвержено действию значительных сил реакции потока, центробежных сил и в случае посадки на вал с натягом — действию сил в месте посадки.

Проектирование рабочего колеса должно быть подчинено кроме выполнения требований гидродинамики проточной части и механической прочности, созданию формы, наиболее благоприятной с точки зрения отливки и механической обработки. Внедрение в практику литейного производства метода получения отливок по выплавляемым моделям позволяет получить рабочие колеса с проточной частью высокой точности и чистоты поверхности каналов, не требующей практически никакой обработки (рис. 189). В отдельных случаях применяются сварно-литые конструкции колес.

Прочность колеса. Основные напряжения в теле колеса обычно создаются действием центробежных сил. В правильно сконструированном и выполненном рабочем колесе напряжения, возникающие под действием центробежных сил, меньше, нежели в тонком кольце с диаметром, равным наружному диаметру колеса при той же окружной скорости u_2. Напряжения в тонком кольце определяются уравнением

$$\sigma = \varrho u_2^2 \cdot 10^{-4} \ кГ/см^2, \qquad (12.\ 1)$$

где ϱ — плотность материала кольца.

Выражая окружную скорость обода колеса по приближенному уравнению через напор

$$u_2 \approx \sqrt{2gH},$$

получим

$$\sigma \approx 2\gamma \cdot 10^{-4} H \ кГ/см^2, \qquad (12.\ 2)$$

где γ — удельный вес материала колеса.

При напоре $H = 100$ *м* и колесе из бронзы ($\gamma = 8700$ *кГ/м*^{3}) получим $\sigma = 174$ *кГ/см*^{2}.

В тех случаях, когда предварительная оценка напряжений от центробежных сил в колесе по уравнению (12. 1) показывает, что не обеспечивается значительный запас прочности, необходимо произвести расчет колеса как вращающегося диска с боковой нагрузкой от лопастей [89].

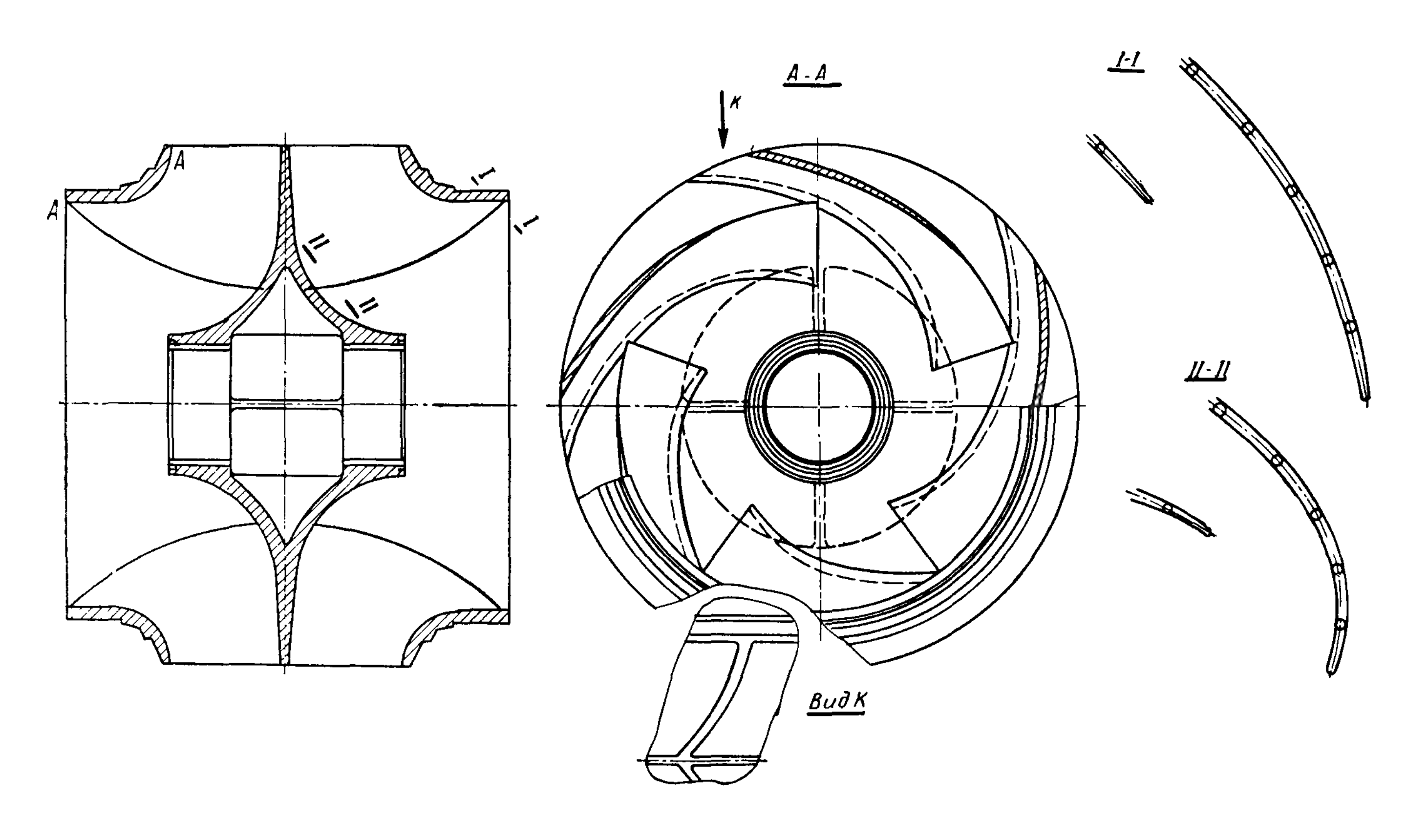


Рис. 189. Рабочее колесо с двухсторонним входом; $n_{s1} = 270$

При значительных напряжениях в теле диска колеса необходимо учитывать его изгиб силой осевого давления как пластины, защемленной во втулке.

В насосах, работающих в горячей среде, при резком понижении ее температуры лопастные колеса остывают быстрее вала, вследствие чего в месте посадки возникают значительные температурные напряжения, при определении которых должны быть учтены величины коэффициентов линейного расширения материала колеса и вала.

Основанием для выбора механических свойств материала колеса служат напряжения, полученные в результате расчета на механическую прочность.

Коррозия. На выбор материала колеса существенное влияние оказывает учет явления коррозии. Срок службы элементов проточной части насоса в отсутствии кавитационных явлений определяется главным образом коррозией металла. В наиболее распространенной среде — воде коррозионная стойкость материалов сильно зависит от типа реакции воды, растворенных в ней солей и газов и даже от ее биологической характеристики. Многочисленность причин, вызывающих коррозию, очень затрудняет анализ явлений разрушения в каждом отдельном случае.

В практике эксплуатации имели место случаи, когда выполненные из серого чугуна колеса циркуляционных насосов теплосиловых электрических станций в одних случаях длительно работали без заметных проявлений коррозии, а в других — в течение двух-трех месяцев приходили в полную негодность. Попытки найти объяснение преждевременному износу в явлениях кавитации или в химическом составе воды не дали положительного результата.

Коррозия металлов в воде или в водных растворах имеет электрохимический характер. Этот процесс возможен при наличии разности потенциалов или, другими словами, при наличии гальванической пары. Возникновение гальванической пары происходит при погружении в раствор двух или нескольких различных металлов (макропары) или при наличии структурной неоднородности металла (микропары). Например, детали насосов, изготовленные из стали и цветного сплава, образуют макропару, а структурные составляющие в чугуне (железо Fe и карбид железа Fe_3C) — микропары.

Разные составляющие как в макропарах, так и в микропарах имеют различные электродные потенциалы, благодаря чему возникает электрический ток. Составляющие, имеющие более отрицательный электродный потенциал, называют анодами, а имеющие более положительный потенциал — катодами. Например, в гальванической макропаре сталь—бронза сталь является анодом, а бронза — катодом.

Разрушение металла происходит на анодных участках вследствие перехода ионов из металла в раствор. Освободившиеся электроны перетекают по металлу от анодных к катодным участкам и разряжаются на них, т. е. выполняют роль деполяризаторов. При коррозии металлов в воде и водных растворах таким деполяризатором является преимущественно растворенный в воде кислород (коррозия с кислородной деполяризацией). При определенных условиях могут также протекать процессы с водородной деполяризацией. Здесь деполяризатором являются ионы водорода, имеющиеся в воде вследствие ее диссоциации.

Таким образом, процесс коррозии металлов — это совокупность двух связанных между собой процессов: анодный процесс (переход ионов из металла в раствор) и катодный процесс (разрядка электронов). Первый процесс протекает значительно быстрее, поэтому скорость коррозии определяется скоростью деполяризации. При кислородной деполяризации

скорость коррозии обусловлена количеством растворенного кислорода и скоростью притока его к поверхности металла, т. е. местной скоростью течения потока воды. Этим в значительной мере объясняется увеличение скорости коррозии с возрастанием скорости потока воды.

Коррозия с водородной деполяризацией, кроме величины потенциалов металла, обусловлена количеством ионов водорода. Концентрация водородных ионов, характеризуемая числом pH, зависит от свойств растворенных в воде веществ и ее температуры.

Шкала величин pH, характеризующая концентрацию водородных ионов, существует от 0,0 до 14,0. Величина pH, равная 7,0, соответствует нейтральному раствору. Меньшие значения соответствуют кислотному раствору, большие — щелочному.

Рекомендуемые материалы для деталей насосов в зависимости от pH при хорошо деаэрированной воде даны в табл. 14.

Таблица 14

Рекомендуемые материалы для деталей насосов в зависимости от кислотности

pH	Материал
Меньше 3,5	Коррозионностойкие нержавеющие стали
3,5—6,0	Все бронзы
6,0—8,0	Бронза для деталей ротора, чугун и сталь для деталей статора
Выше 8	Все чугуны и сталь

Следует также остановиться на влиянии температуры на концентрацию водородных ионов в воде. Совершенно чистая нейтральная при $t = 25°$ С вода при температуре 250° С имеет концентрацию водородных ионов в 25,8 раза большую, чем при температуре 25° С. Это соответствует изменению величины pH от 7,0 до 5,6. Таким образом, с повышением температуры растет кислотность воды и ее корродирующая способность. Поэтому для питательных насосов, работающих на воде с температурой 150—200° С, рекомендуется для рабочих колес и лопаточных отводов применение нержавеющих сталей.

Помимо основного процесса коррозии, часто на поверхности металла возникают вторичные процессы, которые могут привести к появлению защитных пленок, замедляющих процесс коррозии или совсем его прекращающих. Процесс замедления коррозии за счет образования пленки из нерастворимых окислов возможен только в местах с умеренными скоростями потока. В местах со значительными скоростями воды защитная пленка постоянно удаляется и коррозия ускоряется. Вследствие этого, в одной и той же среде колеса и лопаточные отводы, работающие в области высоких скоростей потока, должны выполняться из более коррозионностойких материалов, чем элементы корпуса, обтекаемые потоком с меньшими скоростями.

Наличие растворенных в воде солей значительно сказывается на коррозии, увеличивая электропроводность воды и соответственно коррозионный ток гальванических пар, находящийся в прямой зависимости с выходом металла в раствор. Растворенные соли оказывают также значительное влияние на образование и разрушение защитных пленок. Особенно пагубное влияние оказывают имеющиеся в большом количестве

в морской воде ионы хлора, разрушающие защитные пленки и сильно активизирующие поверхность металла. Для работы в морской воде может быть рекомендована бронза ОНФ-9-2,5-0,2 или ОЦС-6-6-3.

При работе на природной воде большое значение может иметь биологическая характеристика воды. В результате разложения бактерий, грибков и водорослей в воде может находиться растворенный сероводород H_2S. Сульфид железа, образующийся при воздействии H_2S, весьма интенсифицирует процесс коррозии.

Выбор материала. Материал рабочих колес насосов должен отвечать сложному сочетанию требований.

Механические свойства материала должны обеспечивать прочность колеса не только в условиях нормальной эксплуатации, но и при специальных режимах, возможных в работе. Материал должен выдерживать кратковременные высокие напряжения, связанные с температурными толчками или другими причинами.

В некоторых случаях приходится считаться с возможностью попадания посторонних тел в насос, которые при достаточно пластичном материале приводят к образованию лишь вмятин, не вызывая трещин и разрушения колеса. Поэтому материал должен быть не только прочен, но и пластичен. Вследствие малых зазоров между колесом и уплотнительными кольцами возможно также кратковременное задевание колеса о кольцо в условиях большой относительной скорости перемещения. Поэтому материал колеса должен обладать хорошими антифрикционными качествами в паре с материалом уплотнительного кольца.

Большие скорости потока в самом колесе и в зазорах уплотнения создают тяжелые условия для работы материала в коррозионном и эрозионном отношении. Первые колеса многоступенчатых насосов и колеса в одноступенчатых насосах иногда кратковременно работают в условиях частичной кавитации, сопровождающейся эрозионным и коррозионным воздействием на материал колеса.

В преобладающем числе случаев колеса насосов получаются отливкой. Сложная конструктивная форма отливки колеса, препятствующая станочной механической обработке внутренних поверхностей, которые должны быть в то же время чистыми во избежание снижения гидравлического к. п. д., предъявляет высокие требования к литейным свойствам материала колеса и технологическим условиям отливки. Высокая точность механической обработки в местах посадки на вал и в местах сопряжения с уплотнениями требует от материала колеса хорошей обрабатываемости резанием.

Наиболее полно всем этим перечисленным требованиям удовлетворяют бронзы марок Бр.ОЦ-10-2, Бр.ОФ-10-1 и Бр.АЖН-10-4-4. Однако высокооловянистые марки бронз являются одновременно и наиболее дорогим материалом. Кроме того, в условиях высоких температур механические свойства бронзы заметно снижаются. Возникают также неудобства, связанные с большим по сравнению со стальным валом коэффициентом линейного расширения бронзовых колес. В результате посадка колеса на вал, осуществляемая при сборке в условиях нормальной температуры, ослабевает в рабочих условиях при высокой температуре.

По механическим свойствам, коррозионной стойкости и обрабатываемости резанием отличными качествами обладают нержавеющие стали марок 1Х13 и 2Х13. Однако вследствие низких литейных качеств этих сталей и получение сложных тонкостенных отливок требует высокой культуры литейного производства. Колеса из нержавеющей стали с цилиндрическими лопастями могут быть также изготовлены сварными (рис. 190, 191) из механически обработанных поковок [41]. Нержавеющая сталь

обладает плохими антифрикционными качествами. Это должно быть учтено в конструкции насадкой специальных колец в местах уплотнений. Для повышения антифрикционных свойств нержавеющей стали ее следует применять в улучшенном термообработкой состоянии (твердость по Бринелю *HB* 320—350). В ряде случаев осуществляется местная термообработка уплотнительных поверхностей колес и других деталей токами высокой частоты [40].

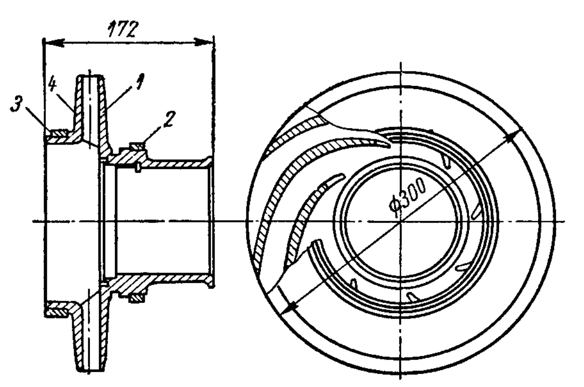


Рис. 190. Сварное рабочее колесо крекинг-насоса из нержавеющей стали:

1 — ведущий диск с лопастями; *2* и *3* — уплотнительные кольца; *4* — ведомый диск

В качестве материала для насосов, работающих в благоприятных коррозионных условиях (pH > >8), может быть использован чугун, особенно модифицированный. В малоответственных насосах применяются колеса из серого чугуна СЧ15—32. В химическом насосостроении находят применение кремнистые кислотоупорные чугуны, обладающие, однако, большой хрупкостью.

В последнее время находят применение различные виды пластмасс и стеклопастиков, имеющих относительно высокие механические качества и стойкость к воздействию агрессивных сред. Изготовление рабочих колес из пластмасс позволяет также повысить точность и чистоту всех поверхностей. Следует учитывать: 1) что механические и физические характеристики стеклопластиков в сильной степени зависят от примененной технологии изготовления изделия; 2) прочность стеклопастиков резко зависит от времени действия нагрузки [11]; 3) в ряде случаев возникает необходимость изменения конструктивных форм изделия для осуществления технологических приемов производства.

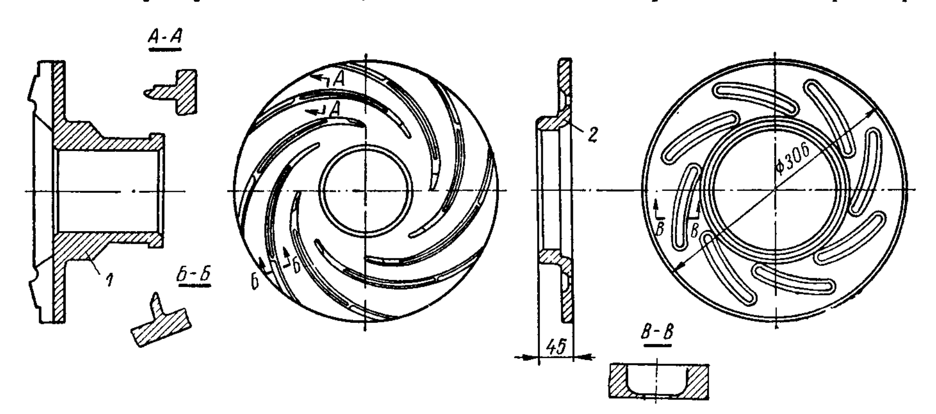


Рис. 191. Заготовки ведущего (*1*) и ведомого (*2*) дисков

Для колес насосов, которые перекачивают жидкости, содержащие абразивные частицы, применяют марганцовистую сталь, обладающую повышенной износостойкостью. Хорошую сопротивляемость гидроабразивному износу имеют стали аустенитного класса, например сталь

1X18Н9Т; однако эта сталь дорога и применение ее в насосах, работающих при высоких температурах, создает конструктивные трудности, так как коэффициент линейного расширения ее примерно в полтора раза больше, чем у углеродистых сталей.

Рабочие колеса крупных насосов в местах, подверженных усиленному гидроабразивному износу, могут защищаться наплавками специальными электродами. Марка электрода и режим наплавки в каждом отдельном случае должны быть экспериментально отработаны [47].

В крупных насосах в условиях, благоприятных в коррозионном отношении, но при больших механических напряжениях колеса выполняются литыми из углеродистой стали 25Л.

61. Вал и ротор

Размеры вала определяются из условий прочности, допустимой величины деформации под влиянием статических и динамических нагрузок и из значения критического числа оборотов. В зависимости от типа конструкции, размеров и числа оборотов насоса критерием для выбора окончательных размеров вала может явиться один из этих трех параметров.

Прочность и жесткость вала. При расчете вала на прочность и жесткость прежде всего определяются внешние нагрузки.

К внешним нагрузкам относятся: крутящий момент двигателя и момент сопротивления рабочих колес, собственный вес вала и вес деталей, насаженных на вал. В многоступенчатых насосах с уравновешиванием осевой силы разгрузочным диском или симметричным расположением колес в роторе к внешним нагрузкам относятся также осевые и поперечные силы и вызванные ими реакции.

Особо следует упомянуть о поперечных силах, возникающих при неполных нагрузках и спиральном отводе потока от рабочих колес. Для сечений вала, в которых должны быть определены запасы прочности, по внешним нагрузкам рассчитывают изгибающие и крутящие моменты, а также растягивающие и перерезывающие силы. Эти сечения выбирают в местах действия наибольших изгибающих и крутящих моментов и в местах повышенной концентрации напряжений. По полученным значениям внутренних усилий находят наибольшие средние и амплитудные значения напряжений. В соответствии с принятыми очертаниями вала находят величины коэффициентов концентрации напряжений [96], после чего вычисляют величины запасов прочности. Для снижения концентрации напряжений следует переходы, канавки, шпоночные пазы и т. п. выполнять с возможно большими радиусами при возможно высоком классе чистоты обработки.

Статические прогибы вала в преобладающем числе случаев представляется возможным учесть во время сборки насоса, при центрировании ротора в корпусе. Прогибы, возникающие от сил, изменяющихся по режимам работы насоса, т. е. от гидравлических поперечных сил и вызванных несовершенством балансировки ротора, должны находиться в пределах минимального зазора уплотнения. В противном случае уплотнения быстро износятся и нормальная работа насоса нарушится. При определении прогиба от центробежных сил для выбранной величины допуска на небаланс следует учитывать коэффициент усиления от степени резонансности. Таким образом, вал должен быть не только прочным, но и достаточно жестким.

Критическое число оборотов ротора. Особенно важное значение имеет вибрация ротора, вызванная периодическими возмущающими силами: центробежной, — возникающей от несовершенства балансировки; перио-

дически изменяющейся окружной — в соединительной муфте при нарушении центрирования насоса с двигателем; эксцентрично приложенной осевой — в разгрузочном диске или упорном подшипнике — при перекосе упорной поверхности диска. Одновременно с возмущающими силами имеют место силы, демпфирующие (тормозящие) колебания; работа этих сил рассеивает энергию колебания. Рассеивание энергии колебания происходит в материале вала в процессе его деформации, при вытеснении жидкости из зазоров в уплотнениях роторов и при вытеснении масла из зазоров в подшипниках скользящего трения. Амплитуда колебаний вала A зависит от амплитуды возмущающей силы, от демпфирующих сил — коэффициента демпфирования α и степени резонансности колебаний, т. е. от отношения частоты вынужденных колебаний ω к частоте собственных колебаний ω_r. Обозначая статическую деформацию ротора от силы, равной амплитуде возбуждающей силы A_0, получаем амплитуду динамических колебаний ротора

$$A = A_0\lambda,$$

где λ — коэффициент динамического усилия колебаний.

На рис. 192 дана зависимость коэффициента усиления от степени резонансности при постоянной амплитуде возбуждающей силы. В условиях резонанса $\left(q = \frac{\omega}{\omega_r} = 1\right)$, при отсутствии демпфирующих колебаний сил коэффициент усиления λ стремится к бесконечности, т. е. самая незначительная возбуждающая сила может вызвать бесконечно большую амплитуду колебаний. В реальных условиях эта амплитуда ограничена действием демпфирующих сил. Если число оборотов ротора только проходит резонансное, не задерживаясь достаточно длительно в положении резонанса (например, при пуске или остановке машины), то энергия колебаний, а вместе с ней и амплитуда, ограничены величиной работы возмущающей силы за период прохождения ротором резонансной области. Таким образом, при достаточно быстром пуске ротор насоса может проходить критическое число оборотов без заметного развития вибрации.

Для обеспечения надежной в вибрационном отношении работы ротора рабочее число оборотов n должно отличаться от критического $n_к$ на 25—30% в ту или другую сторону. При этом коэффициент динамического усиления $\lambda < 2{,}5$. При тщательном исполнении можно обеспечить спокойную работу ротора и при $n \geqslant 1{,}2\ n_к$ или $n \leqslant 0{,}8n_к$.

Методы расчетов критического числа оборотов как приближенные, так и точные в настоящее время хорошо разработаны [53, 113]. Для многоступенчатых насосов с длинными и относительно тяжелыми роторами основные размеры вала определяются преимущественно расчетом на критическое число оборотов.

Вибрационная надежность насосов в значительной степени зависит от соответствия расчета вала на критическое число оборотов с реальными условиями работы ротора насоса. На ЛМЗ им. XXII съезда КПСС в процессе работ по устранению вибрации ротора питательного насоса СВП-220-280 было обнаружено, что гидродинамические силы, возникающие в уплотнениях, оказывают значительное влияние на критическое число оборотов ротора в условиях действующего насоса. Применяя различные конструктивные типы уплотнений, можно влиять на критическое число оборотов ротора тем существеннее, чем выше перепад давления в уплотнении [62, 119]. Для высоконапорных многоступенчатых насосов при расчете критического числа оборотов ротора совершенно необходим учет сил, действующих в уплотнениях. Теоретическое определение этих сил, а также метод расчета ротора на критическое число оборотов с учетом этих сил

изложен в работах [8, 64]. Дальнейшая теоретическая и экспериментальная разработка вопроса о вибрационной устойчивости роторов многоступенчатых высоконапорных насосов, работающих при высоких числах оборотов, дана в работах [67, 91].

Конструкция ротора. Для обеспечения надежной работы насоса необходимо, чтобы ротор представлял собой как бы одно тело. С этой целью

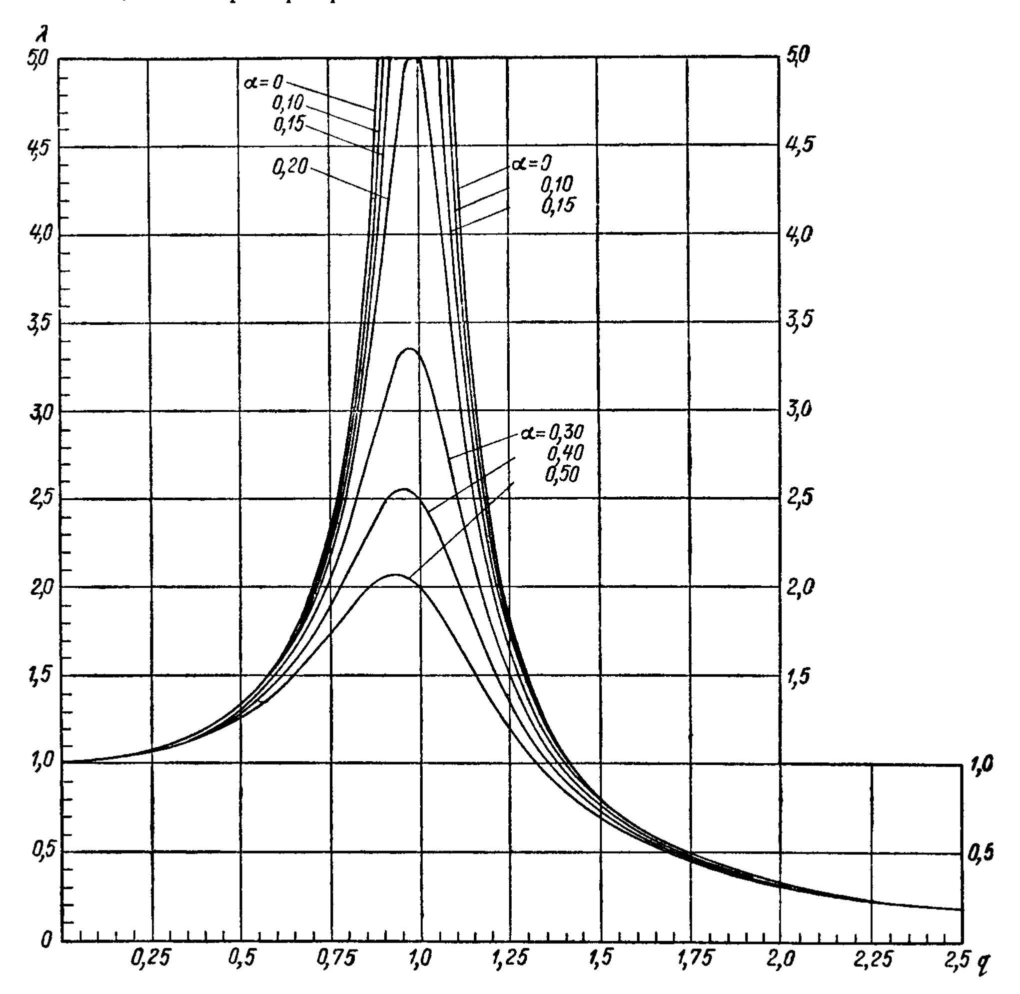


Рис. 192. Зависимость коэффициента динамического усиления от степени резонансности при постоянной амплитуде возбуждающей силы

посадка колес на вал должна быть осуществлена с натягом. Однако наличие радиального натяга колес в местах посадки на вал осложняет сборку и особенно разборку ротора. Поэтому в преобладающем числе конструкций роторов посадка колес на вал осуществляется по типу скользящей или плотной, т. е. с минимально возможным по условиям сборки зазором, а неподвижность соединения колес с валом осуществляется натягом в осевом направлении с помощью гайки на валу. При этом втулки деталей, посаженные на вал, оказываются сжатыми, а сам вал — растянутым. Такая система создания неподвижности соединения колес с валом очень удобна в сборке, но требует тщательного исполнения торцов всех деталей на роторе. При незначительном перекосе торцов по отношению к оси вала

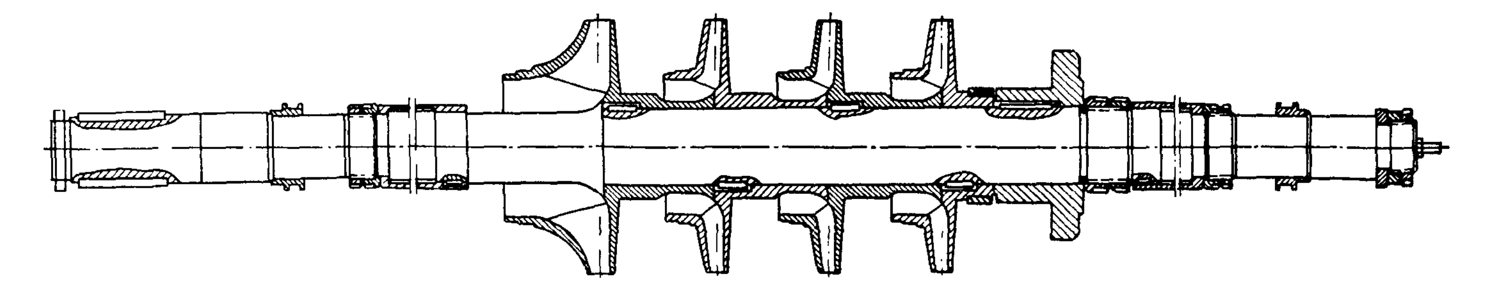


Рис. 193. Ротор многоступенчатого насоса с колесами, насаженными на вал без натяга

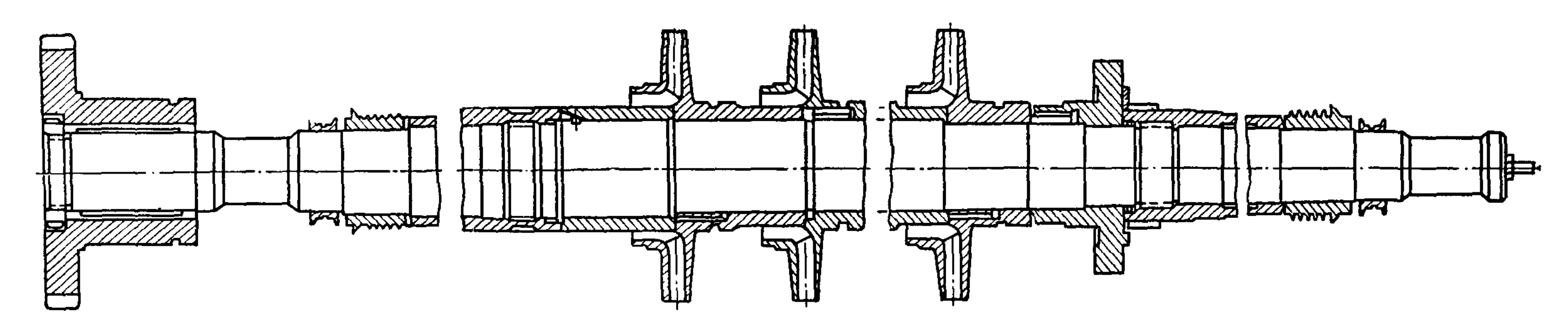


Рис. 194. Ротор многоступенчатого насоса с колесами, насаженными на вал с натягом

осевой натяг вызывает прогиб — ротор начинает бить. Для проверки правильности выполнения торцов деталей проверяют бой ротора при отпущенных и затянутых гайках. При правильно выполненных торцах и затяге деталей гайкой бой не изменяется.

На рис. 193 представлен ротор многоступенчатого насоса.

Ряд специальных конструкций роторов насосов требует применения посадок колес на вал с натягом, который должен сохраниться при рабочем числе оборотов и возможной разности температур между колесом и валом. Примерами таких конструкций могут служить роторы многоступенчатых высокооборотных питательных насосов с большими перепадами давления на ступень, а также роторы горячих крекинговых насосов.

Образование зазора в посадке колес на вал во время работы может привести к разбалансировке ротора, возникновению вибраций и износу уплотнений. Через образовавшийся зазор между колесом и валом возникает протечка, которая может привести к эрозионному размыву вала или колеса.

Для фиксации осевого положения колес, посаженных на вал с натягом, устанавливаются специальные кольца из двух половин, обеспечивающие необходимый осевой зазор. В целях облегчения сборки и разборки ротора вал выполняется ступенчатым (рис. 194). Все детали, насаженные на ротор, подвергают тщательной балансировке. Производится также проверка балансировки ротора в собранном виде. Если эта операция осуществляется статически, то при обнаружении небаланса сверх допускаемой величины необходимо разобрать ротор и исправить деталь, вызывающую небаланс. Исправление небаланса в собранном роторе недопустимо, так как может привести к динамической разбалансировке ротора.

Наибольшую гарантию надежной работы ротора обеспечивает динамическая балансировка.

Для повышения точности динамическую балансировку роторов быстроходных многоступенчатых насосов ($n_p > 3000$ *об/мин*) проводят путем последовательной балансировки каждой насаживаемой на ротор детали.

Большое влияние на работу ротора оказывает правильность исполнения соединительной муфты, которая, передавая крутящий момент, не должна создавать поперечную силу.

Наиболее распространенным материалом для вала является углеродистая сталь марки 35 или 45, а также конструкционная легированная сталь 40Х или 40ХН. Для корродирующих жидкостей применяют валы из нержавеющей стали 3Х13. В этом случае, если конструкция насоса требует применения подшипников скольжения с баббитовой заливкой, на шейки вала следует насадить защитные втулки из углеродистой стали, так как нержавеющая сталь способна образовывать задиры.

62. Корпус насоса

Конструкция. Корпус служит для подвода и отвода потока от колеса, преобразования кинетической энергии потока в давление после колеса, а также для объединения всех неподвижных деталей насоса в один общий узел-статор.

Конструкция корпуса влияет решающим образом на общую конструкцию насоса. Существуют две принципиально отличные конструкции корпуса: 1) каналы проточной части выполнены непосредственно в теле корпуса; 2) каналы выполнены отдельно, в специальных деталях: лопаточных отводах и переводных каналах.

В насосах со спиральным отводом потока от колеса каналы проточной части часто выполняются непосредственно в отливке корпуса (рис. 195).

Это позволяет придать им форму, наиболее благоприятную в гидродинамическом отношении. Одновременно максимально упрощается механическая обработка корпуса. Однако требования к точности размеров отливки и к качеству (шероховатости) поверхности каналов проточной части должны быть высоки. Если допуск на площадь поперечного сечения канала принять в 2%, что соответствует изменению кинетической энергии потока

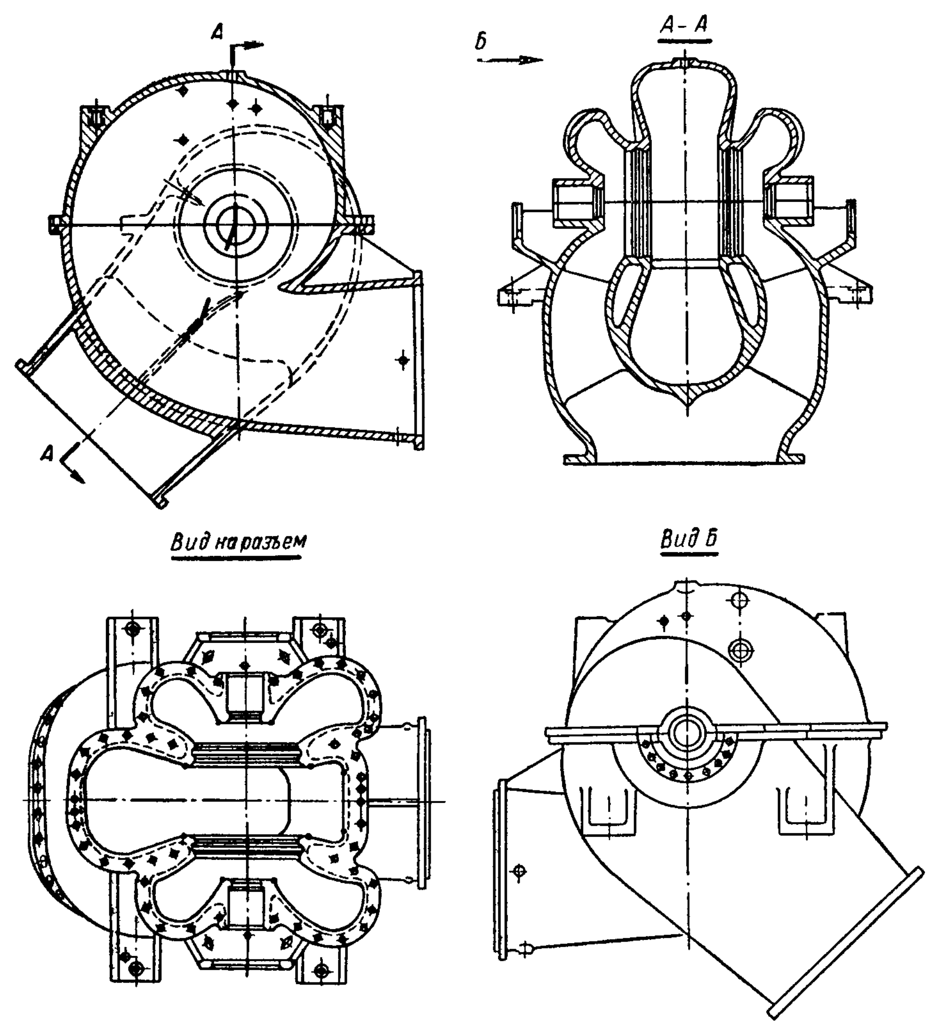


Рис. 195. Корпус насоса с каналами проточной части, выполненными в отливке

на 4%, то допуск на линейные размеры сечения будет равен 1%. Так как радиальные размеры сечения спирального отвода обычно составляют около 0,1—0,2 от максимального радиуса спирали, то допуск на величину радиальных обводов спирального отвода должен быть около 0,1—0,2%. При радиусе спирального отвода, равном примерно 1 *м*, допуск на отклонение отливки от номинального размера составит 1—2 *мм*. При меньших размерах спиральных отводов этот допуск по абсолютной величине становится еще меньшим. Следовательно, качества отливки должны быть очень высокими.

Технологические трудности получения в отливке проточной части многоступенчатых насосов точных размеров и высокой степени чистоты поверхности каналов делают во многих случаях целесообразным применение лопаточных отводов, что позволяет обеспечить точность размеров и чистоту поверхности механической обработкой. Одновременно возможно дифференцированное применение материалов; более коррозионностойких для лопаточных отводов, где скорости потока достигают максимального значения и, следовательно, где более активно корродирующее действие жидкости, и менее коррозионностойких — для переводных каналов и других элементов корпуса с более низкими скоростями потока.

В ряде конструкций многоступенчатых насосов лопаточный отвод и переводной канал объединяются в одну деталь (рис. 196).

Повторяемость однотипных деталей в корпусе многоступенчатого насоса позволяет легче осуществить переход к серийной организации их производства. В то же время механическая обработка каналов проточной части корпуса накладывает ограничения на их форму, которая становится менее благоприятной с точки зрения гидродинамики, чем в случае спирального отвода, возрастает также объем механической обработки.

В случае применения лопаточных отводов конструкция корпуса выполняется обычно секционного типа с разъемом по плоскостям, перпендикулярным оси насоса. Это позволяет легче обеспечить плотность стыков корпуса, но затрудняет общую сборку насоса, так как сборку корпуса и ротора приходится вести одновременно (см. рис. 212).

При выполнении спиральных камер и подводящих каналов в отливке корпуса ротор, собранный полностью отдельно, может быть установлен в корпусе с использованием разъема корпуса по меридианной плоскости.

В многоступенчатых насосах высокого давления, работающих на горячей воде или взрывоопасных средах, помимо внутренней герметичности должна быть также обеспечена полная наружная герметичность. Это достигается конструкцией так называемого двойного корпуса, в котором внутренний корпус содержит элементы проточной части насоса, а наружный, имеющий только один стык (в плоскости, перпендикулярной оси насоса), находящийся под действием высокого давления, снабжен патрубками подвода и отвода. Конструкция внутреннего корпуса имеет четыре основные разновидности:

1) со спиральными и подводящими каналами, выполненными в одной отливке, имеющими разъем в плоскости оси насоса (см. рис. 245);

2) внутренний корпус из литья или сваренный из поковок, полностью механически обработанный, с выполненными межступенчатыми диафрагмами, между которыми устанавливаются лопаточные отводы; корпус и лопаточные отводы имеют разъем в плоскости оси насоса (см. рис. 213);

3) внутренний корпус образует отдельные секции, состоящие из обоймы, лопаточного отвода, переводного канала и переднего и заднего уплотнительных колец; все секции скрепляются между собой одновременно с помощью длинных шпилек либо каждая секция соединяется с соседней; переводные каналы и уплотнительные кольца имеют разъем в плоскости оси насоса (рис. 209);

4) конструкция внутреннего корпуса подобна предыдущей, но все детали не имеют разъема в плоскости оси насоса (рис. 207).

Отличительной особенностью первых трех конструкций внутреннего корпуса является возможность вести разборку насоса без разборки ротора, что является преимуществом для насосов, в которых колеса насажены на вал с натягом. Последняя конструкция внутреннего корпуса проще и применяется в насосах, где посадка колес на вал выполнена без натяга.

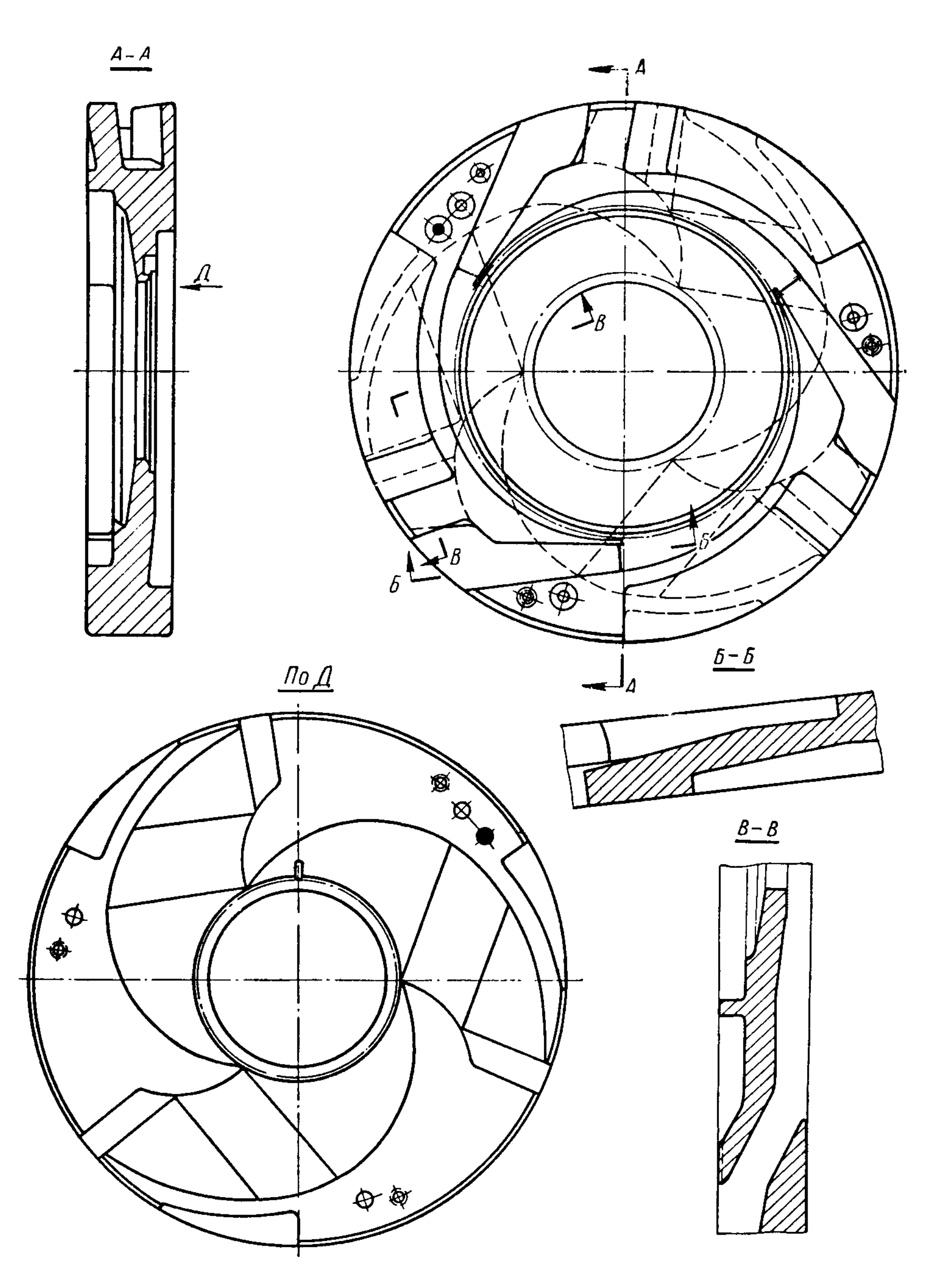


Рис. 196. Трехканальный лопаточный отвод из нержавеющей стали с переводными каналами

В насосах с двойным корпусом внутренняя плотность обеспечивается гидравлическим давлением нагнетания, развиваемого насосом, которое сжимает плоскости стыков внутреннего корпуса (независимо от типа конструкции). Благодаря этому крепеж внутреннего корпуса выполняет только сборочные функции. Плотность наружного стыка между внешним корпусом и напорной крышкой обеспечивается созданием удельного давления на уплотняемой поверхности, превышающего в 2,5—3 раза наибольшее рабочее давление, развиваемое насосом.

В крупных высоконапорных насосах для получения необходимого затяга шпилек, крепящих крышку к корпусу, требуется применение специальных гайковертов, либо затяг шпилек с подогревом через центральное сверление.

Материал. Материал для корпусов насосов выбирается по соображениям прочности и коррозионной стойкости. В насосах для пресной воды наиболее распространенным материалом является чугун или углеродистая сталь в зависимости от величины механических напряжений.

Для внутреннего и наружного корпусов высоконапорных питательных и горячих крекинговых насосов применяют 5-процентную хромистую кованую сталь (типа Х5М). Эта сталь обладает повышенной по отношению к углеродистой стали коррозионной стойкостью.

Для защиты ответственных стыковых поверхностей от эрозионного размыва металла в случае образования неплотности целесообразно наплавлять эти места нержавеющей сталью 1Х13 с подогревом и последующей термообработкой. Лопаточные отводы и переводные каналы высоконапорных питательных и горячих крекинговых насосов выполняются из литой нержавеющей стали 2Х13.

В насосах для морской воды корпуса по соображениям коррозионной стойкости выполняются бронзовыми.

Прочность. Расчет корпусов насоса на прочность встречается с большими трудностями вследствие сложности их формы. Для приближенного расчета необходима схематизация формы корпуса в виде ближайшей по очертанию формы, доступной расчету. Метод расчета на прочность спиральных отводов насосов изложен в работе [90]. Корпуса секционных насосов рассчитываются как толстостенные цилиндры, а диафрагмы секций — как толстые пластины [88].

Расчет корпусов на прочность следует выполнять по величине наибольшего давления по характеристике насоса, а при паротурбинном приводе учитывать также повышение давления, связанное с разгонным числом оборотов. Пробное гидравлическое давление корпуса выбирают таким же, как для сосудов, находящихся под давлением.

63. Подшипники

Для воспринятия радиальных и осевых нагрузок, действующих на ротор, применяются подшипники качения или скольжения. Выбор того или иного типа подшипника обусловлен рядом факторов, из которых важнейшими являются: окружная скорость шейки вала, нагрузка и требуемый ресурс непрерывной работы насоса. Система смазки и сорт смазочного масла обусловливаются типом подшипника.

Расчет подшипников качения производится по общепринятым методам [99]. Подшипники качения имеют ряд преимуществ: небольшие габариты, простота монтажа, взаимозаменяемость и др. Однако их долговечность ниже, чем у подшипников скольжения, срок службы которых при правильной конструкции и смазке практически неограничен. Преимуществом подшипников скольжения является также их бесшумная работа и

способность демпфировать колебания вала на масляной пленке. Крупные ответственные и быстроходные насосы, как правило, снабжаются подшипники скольжения, чаще всего с баббитовой заливкой [114]. В ряде случаев в насосах, работающих на холодной воде, применяются резиновые, текстолитовые или лигнофолевые подшипники скольжения.

В последние годы находят применение подшипники скольжения, смазка которых осуществляется перекачиваемой жидкостью, в том числе и водой. Однако обеспечение надежной работы таких подшипников требует специальной отработки их конструкции с учетом особенностей конкретных условий работы.

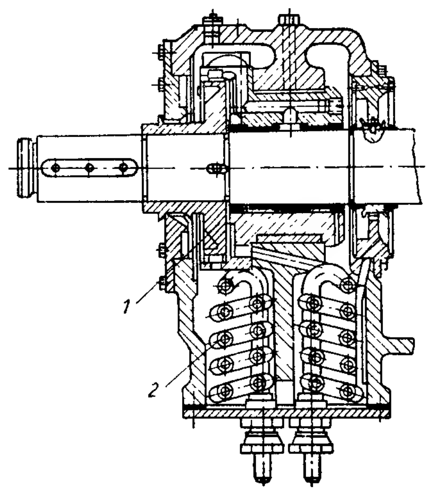


Рис. 197. Подшипник питательного насоса с автономной системой смазки:
1 — маслоподающее кольцо; *2* — змеевик маслоохладителя

Насосы, снабженные устройством для уравновешивания осевой силы в виде разгрузочного диска, в упорных подшипниках не нуждаются. В насосах с вертикальным расположением вала и разгрузочным диском необходимо применение отжимного устройства, исключающего возможность металлического контакта между разгрузочным диском и шайбой в момент запуска.

В насосах, в которых осевое давление уравновешивается по принципу симметрии, необходимо устанавливать упорный подшипник. Он должен воспринимать усилия (действующие в обоих направлениях), вызванные возможным аварийным износом уплотнений (см. п. 44). При наличии соединительной муфты, допускающей осевые перемещения (пальцевой или зубчатой и др.), подшипник должен также воспринимать силу трения от осевого перемещения при передаче наибольшего крутящего момента. Упорные подшипники, в которых удельное давление превосходит 5 $кГ/см^2$, выполняются с самоустанавливающимися упорными колодками, стальными или бронзовыми с заливкой баббита. Такие подшипники нуждаются в принудительной смазке.

При окружных скоростях шейки вала подшипников скольжения до 8 *м/сек* применяют кольцевую смазку, а при бóльших скоростях — принудительную; последняя может осуществляться от масляного насоса с самостоятельным приводом, либо с приводом от основного вала.

Крупные ответственные насосные агрегаты, которые по условиям работы должны допускать быстрый автоматический запуск из состояния рабочего резерва, снабжаются обоими видами масляных насосов. Отдельный масляный насос выполняет функции пускового, рабочий же масляный насос приводится от вала основного агрегата.

В системах с принудительной смазкой насосом, приводимым от главного вала, снабжение маслом подшипника в период пуска и остановки осуществляется смазочными кольцами при скоростях шейки до 14—15 *м/сек* (рис. 244). Системы смазки с принудительной подачей несколько усложняют конструкцию насосного агрегата, так как в них помимо масляных насосов необходимы: масляный бак, фильтры, маслоохладители и системы трубопроводов. На питательном насосе ПЭ-150-150 ЛМЗ им. XXII съезда КПСС была применена система автономной смазки каждого подшипника с помощью маслоподающего диска (рис. 197). Масло,

увлекаемое диском, снимается специальным скребком и направляется по сверлению в верхнюю половину вкладыша. Отработанное масло сливается в нижнюю половину корпуса подшипника, где охлаждается встроенным змеевиком холодильника и вновь поступает к маслоподающему диску. Эта система успешно работает при окружной скорости шейки около 16 *м/сек*.

64. Концевые уплотнения

В местах выхода вала из корпуса устанавливают концевые уплотнения, назначение которых определяется условиями работы насоса. В насосах, работающих с избыточным давлением на входе, уплотнения должны препятствовать утечкам перекачиваемой среды наружу; при работе насосов с разрежением уплотнения должны исключать подсос наружного воздуха

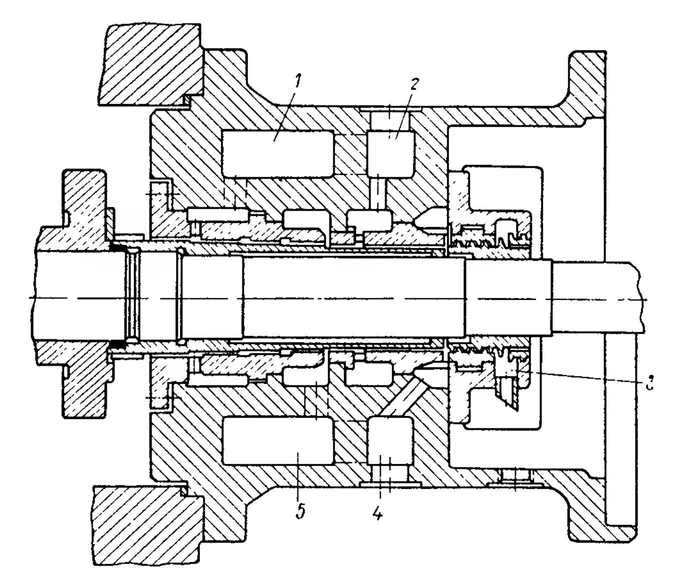


Рис. 198. Щелевое уплотнение питательного насоса (давление перед уплотнением 50 $кГ/см^2$, температура 228° С):

1 — подвод воды с температурой 140° С и давлением 55 $кГ/см^2$; *2* — подвод холодного конденсата при давлении 10 $кГ/см^2$; *3* — камера предохранительного слива в дренаж; *4* — слив протечек в конденсатор через сифон; *5* — слив протечек в деаэратор при давлении 7 $кГ/см^2$

внутрь. У насосов, в которых осевая сила уравновешивается разгрузочным диском, в корпусе за этим диском поддерживают давление, практически равное давлению на входе в насос. Это позволяет выполнить концевые уплотнения с обеих сторон насоса одинаковыми (см. рис. 209). Одинаковость давления у концевых уплотнений на обеих сторонах осуществляется в насосах с симметричным расположением рабочих колес (см. рис. 245).

В насосах, перекачивающих горячие жидкости (питательных, крекинговых и др.), уплотнение, кроме того, должно охлаждать вал — препятствовать нагреву шеек, работающих в подшипниках.

Принципы работы и схемы уплотнений с сальниковой набивкой рассмотрены в п. 36. Тип сальниковой набивки выбирается в зависимости от свойств перекачиваемой жидкости, давления и окружной скорости вала в месте уплотнения [83].

Работа сальникового уплотнения должна сопровождаться протечкой жидкости наружу. Это необходимо для отвода тепла, возникающего при трении набивки о вал.

В местах уплотнения на вал насаживают защитную втулку, наружная поверхность которой должна быть отполирована и иметь минимальное биение относительно шеек вала. Материал втулок должен обладать твердостью, стойкостью против абразивного износа и коррозии и не образовывать задиров.

Главным недостатком сальниковых уплотнений является относительно короткий срок службы набивки. Лучшие сорта набивки удовлетворительно работают при окружных скоростях не более 25 *м/сек*.

Уплотнения щелевого типа (рис. 198) выполняют в тех случаях, когда сальниковое уплотнение не обеспечивает потребного срока службы или неприменимо по каким-либо другим причинам, но некоторая протечка через уплотнение допустима [119]. При подаче насосом воды с температурой более 100° С щелевые уплотнения работают по схеме, приведенной на рис. 216. Такие уплотнения удовлетворительно работают при давлении до 50 *кГ/см*^{2} и температуре воды до 230° С.

Главными факторами, влияющими на достижимую величину минимума протечек через щелевое уплотнение, являются: величина биения втулок, точность центровки, конструкция подшипников и величина зазоров в них, качество балансировки ротора, степень уравновешивания поперечных сил, наличие абразивных частиц в жидкости, проходящей через уплотнение. В оптимальных случаях радиальный зазор в уплотнениях этого типа выдерживается в пределах 0,25—0,30 *мм*.

Разновидностью этого типа уплотнений являются уплотнения с плавающими кольцами [7] (см. рис. 218). Радиальные зазоры в таких уплотнениях равны 0,05—0,10 *мм* в зависимости от диаметра вала. При надлежащем подборе материалов пары втулка—кольцо и экспериментальной отработке конструкции уплотнение с плавающими кольцами удовлетворительно работает при окружных скоростях до 40 *м/сек*.

В последнее время получили широкое распространение уплотнения торцового типа [7, 23], которые обеспечивают практически полную герметичность уплотнения. Особенно необходимы такие уплотнения при взрывоопасности или токсичности перекачиваемой жидкости. При правильном подборе материалов пары трения торцовые уплотнения не требуют обслуживания.

ГЛАВА 13

КОНСТРУКЦИИ НАСОСОВ

65. Центробежные насосы для чистой воды

По конструктивному исполнению лопастные насосы весьма многообразны. Вопрос о принципе классификации конструкций насосов не имеет достаточно общего решения. Такая классификация может быть осуществлена по следующим наиболее характерным признакам:

1) типу лопастного колеса — центробежный, осевой;
2) числу лопастных колес — одноколесный, многоколесный;
3) способу включения колес — многоступенчатый, многопоточный;
4) ориентировке вала — горизонтальный, вертикальный;
5) ориентировке разъема корпуса — по оси вала, нормально оси вала (секционный);
6) назначению — для воды (холодной, горячей, чистой, с примесями), вязких жидкостей, химических жидкостей.

Во многих случаях весьма удобно классифицировать насосы по отрасли их применения: насосы электрических станций (питательные, циркуляционные и конденсатные); корабельные насосы; торфонасосы; крекинг-насосы и т. д.

Ниже рассмотрены наиболее типичные и сложные конструкции современных насосов. Многообразие существующих типов насосов не позволяет в рамках одной книги, не посвященной специально вопросам конструкций, рассмотреть большое количество других, применяемых в настоящее время современных типов, несомненно заслуживающих внимания.

Консольный насос 4К-8 (см. рис. 15) имеет станину, которая крепится к фундаменту и заключает в себе подшипники. Спиральный корпус насоса крепится к станине фланцем и может быть повернут так, что напорный патрубок принимает горизонтальное или вертикальное положение. Осевая сила в насосе частично уравновешена с помощью специальной камеры, для чего колесо снабжено вторым уплотнением со стороны, противоположной входу. Камера для разгрузки осевой силы сообщается трубкой со входным патрубком насоса. Шариковые радиальные подшипники воспринимают также оставшуюся часть осевой силы, и фиксируют ротор в осевом направлении. Сальник насоса снабжен гидравлическим уплотнением для обеспечения работы насоса в условиях всасывания.

Из характеристики насоса (рис. 199) видно, что насос при 2900 *об/мин* обеспечивает подачу 33 *л/сек*, напор 60 *м*, к. п. д. 71%. Быстроходность

колеса $n_s = 80$. Допустимая вакуумметрическая высота всасывания $H_{s,\,вак} = 4{,}4$ *м*, что с поправкой на скоростной напор при входе потока в насос и на упругость пара перекачиваемой воды при $t = 30°$ С дает избыточный напор всасывания $H_{вс.\,изб\,min} = 6{,}5$ *м*. Следовательно, кавитационный коэффициент быстроходности $C \approx 780$. Пунктиром даны характеристики этого насоса с подрезанным наружным диаметром рабочего колеса.

Крупный вертикальный консольный насос типа *В* представлен на рис. 200. Для уравновешивания осевой силы и части веса ротора насос снабжен камерой, расположенной за колесом и соединенной со всасыванием двумя трубами. Чтобы избежать значительного прогиба вала при частичных нагрузках в связи с неравномерностью распределения давления в спиральном отводе по окружности, вал насоса выполнен весьма жестким. Спиральный отвод снабжен снаружи ребрами жесткости таврового сечения вместо внутренних связей, которые понижают к. п. д. Подшипник насоса с принудительной смазкой и вкладышем на шаровой самоустанавливающейся опоре.

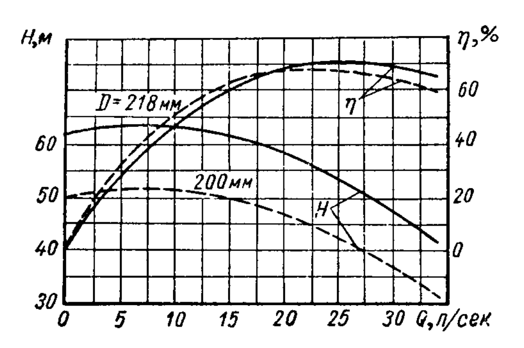


Рис. 199. Характеристика насоса типа 4К-8 (к рис. 15)

Следует отметить, что конструкция насоса тщательно отрабатывалась на модели. Испытания модели при подаче 240 *л/сек*, напоре 134 *м*, числе оборотов 2135 в минуту показали, что полный к. п. д. насоса равен 91%. Коэффициент быстроходности $n_s = 97$. Высокое значение к. п. д насоса в этом случае достигнуто в ущерб кавитационным свойствам. Испытания модели показали, что кавитационный коэффициент быстроходности $C = 650 \div 700$.

Весьма распространенным и конструктивно совершенным является тип насоса с одним двухпоточным колесом. Двухпоточное колесо обладает в сравнении с однопоточным при одинаковых значениях напора, подаче и числе оборотов существенно лучшими кавитационными показателями; одновременно достигается уравновешивание осевой силы.

Насос такой конструкции типа 24НДсВ показан на рис. 201. Этот насос при подаче 1,7 *м³/сек* и напоре 80 *м* имеет к. п. д. 92%. Его характеристика дана на рис. 202.

Конструкция опорных подшипников скольжения приспособлена к работе с вертикальным расположением вала. Вес ротора воспринимается подпятником электродвигателя мощностью 1600 *квт*, вал которого соединяется с валом насоса жесткой муфтой. Оба конца насосного вала проходят через стенку корпуса в области всасывания. Поэтому каждый из концов вала снабжен двойным сальниковым уплотнением с гидравлическим замком, к которому подводится вода из спиральной камеры насоса.

На рис. 203 представлен двухступенчатый насос типа 1ОНМК×2. Поток проходит последовательно обе ступени. Спиральные отводы и диффузоры выполнены в общей отливке корпуса, чем достигается максимальное упрощение его механической обработки. Осевая сила уравновешена симметричным расположением колес ведущими дисками друг к другу. При подаче 250 *л/сек* и числе оборотов 1450 в минуту (рис. 204) насос обеспечивает напор 150 *м* и к. п. д. 86%. Коэффициент быстроходности одной ступени $n_{s1} \approx 100$. Кавитационный коэффициент быстроходности $C \approx 850$.

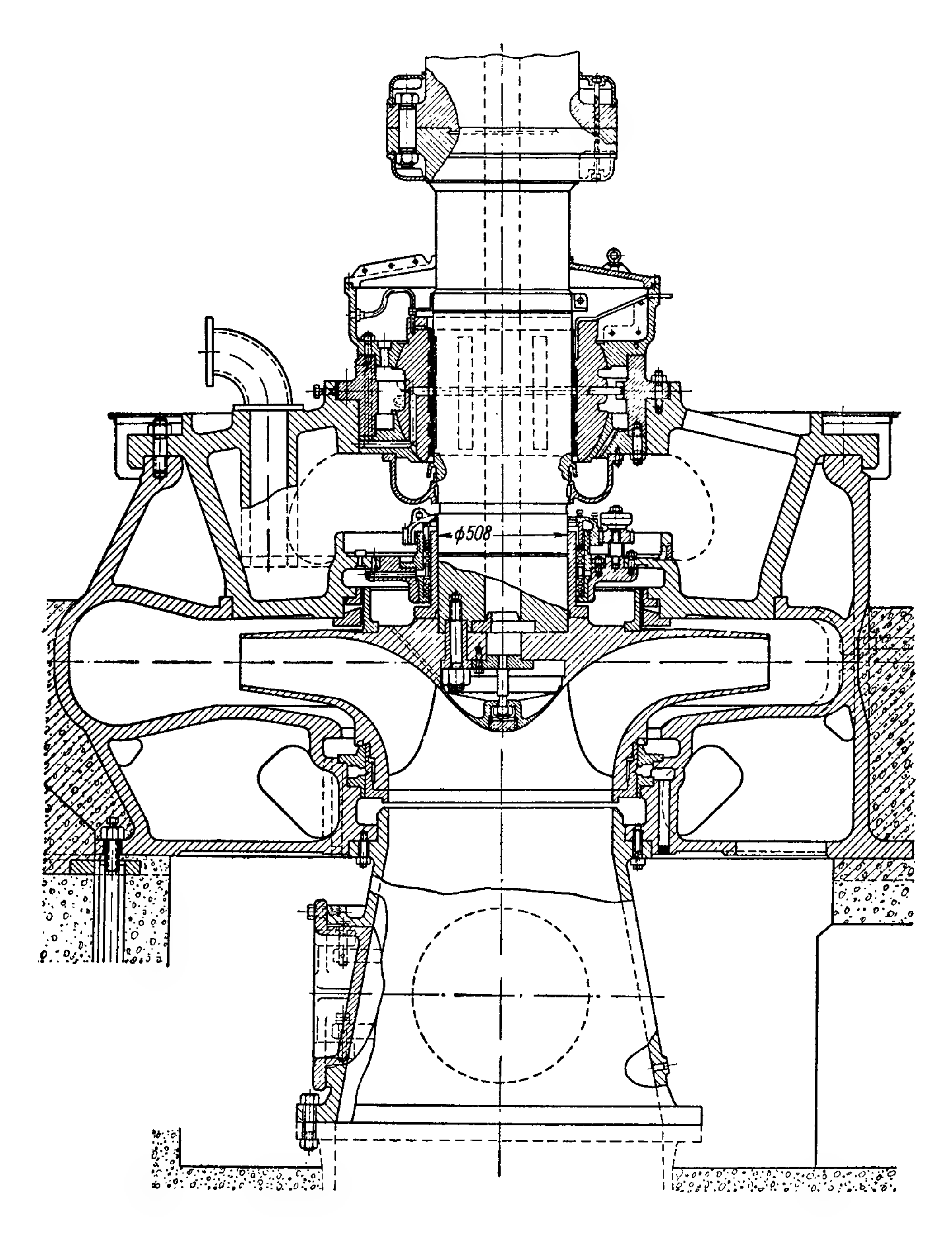


Рис. 200. Крупный вертикальный насос типа В

Рис. 201. Насос с двухсторонним подводом типа 24НДсВ и вертикальным расположением вала

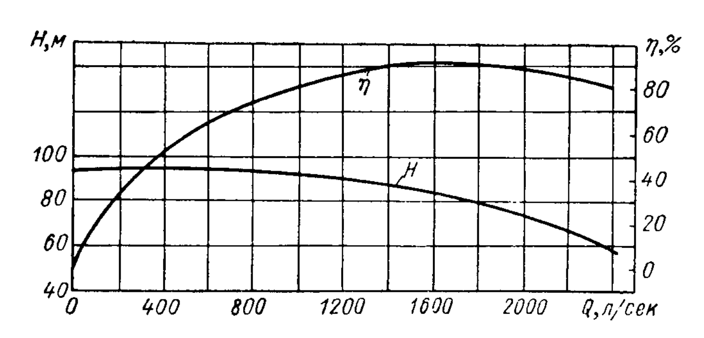


Рис. 202. Характеристика насоса типа 24НДсВ

Достоинством насосов такого типа является наличие горизонтального разъема корпуса, чем создается доступность ревизии зазоров в уплотнениях и установка отдельно собранного и проверенного ротора. К недостаткам насоса следует отнести повышенное давление на сальник при входе во вторую ступень, равное половине напора насоса, и появление осевой силы относительно большого значения при частичном аварийном износе

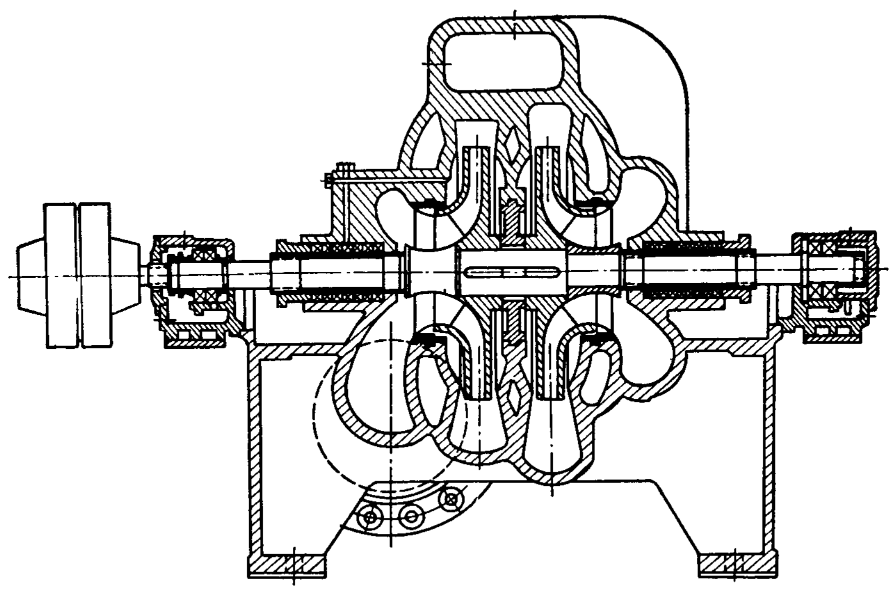


Рис. 203. Двухступенчатый насос типа 10НМК × 2

уплотнения в диафрагме между колесами и частичном кавитационном срыве напора первой ступени. В этих условиях работа упорного подшипника, роль которого в этом насосе выполняет правый сдвоенный радиальный шариковый подшипник, оказывается недостаточно надежной.

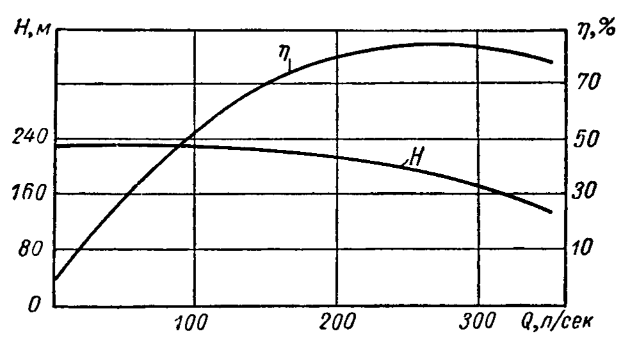


Рис. 204. Характеристика насоса типа 10НМК × 2

Приведем еще конструкцию крупного насоса типа ЦЭ-1,3-1200 (рис. 205) ЛМЗ имени XXII съезда КПСС, служащего в качестве циркуляционного к турбоустановке мощностью 100 *Мвт*. Насос при подаче 11 300 $м^3/ч$ и числе оборотов 415 в минуту обеспечивает напор 13 *м* и к. п. д. 90% (рис. 206). Коэффициент быстроходности одной половины колеса $n_{s\,1} = 270$. Кавитационный коэффициент быстроходности одной половины

Рис. 205. Циркуляционный насос типа ЦЭ-1,3-1200 ЛМЗ им. XXII съезда КПСС

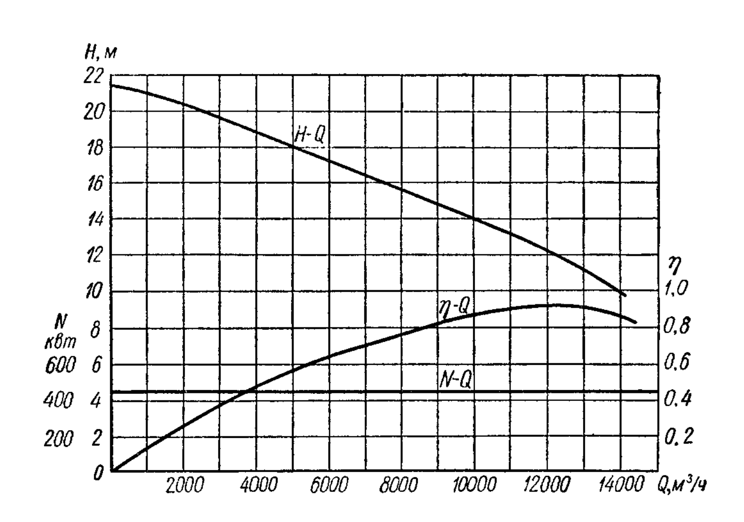


Рис. 206. Характеристика насоса типа ЦЭ-1,3-1200

колеса $C = 900$. Входной патрубок насоса направлен вниз под углом 45° и снабжен коленом, перестановкой которого на 180° можно направить входное отверстие или вертикально вниз, или горизонтально вбок. Такая конструкция более удобна для использования насоса в различных условиях установки без изменения дорогостоящей модели корпуса. Подшипники насоса — скользящего трения с кольцевой смазкой.

66. Питательные насосы

Насосы для питания паровых котлов электрических станций и корабельных установок должны удовлетворять ряду специфических требований условий эксплуатации. Прежде всего это в большинстве случаев насосы относительно малой подачи и высокого давления, следовательно, многоступенчатые. Кроме того, питательная вода подводится к насосу из деаэратора при температуре 100° С и выше. Подпор, с которым поступает вода в насос, ограничен строительными соображениями. Поэтому к первой ступени питательного насоса всегда предъявляются жесткие требования по кавитационным показателям.

По соображениям надежности работы и удобства регулирования питательных насосов необходимо обеспечение устойчивой параллельной работы насосов между собой. С этой целью стремятся иметь характеристики питательных насосов пологими и по возможности непрерывно падающими.

Конструкция питательных насосов должна обеспечивать: полную внешнюю герметичность и отсутствие внутренних перетечек в местах стыков; вибрационную устойчивость ротора; свободу температурных расширений элементов статора и ротора без нарушения их взаимной центровки и центровки с приводным двигателем; возможен длительный ресурс работы (не менее 10 000 *ч*) с высокой экономичностью. Выполнение этих основных условий помимо надлежащей конструкции питательного насоса требует также высокой культуры производства.

С ростом начальных параметров пара и мощности главных турбоагрегатов увеличивается и единичная мощность питательных насосов [72]. Существенно возрастают требования к надежности и экономичности насосов. Так, для турбоустановки мощностью 300 *Мвт* с начальным давлением пара перед турбиной 240 *кГ/см*^{2} мощность питательного насоса составляет около 12 000 *квт*, а в установке мощностью 800 *Мвт* с теми же параметрами пара — 34 000 *квт*.

Увеличение стоимости питательных насосов, строительные затраты и усложнение эксплуатационного обслуживания приводят к необходимости сокращения числа резервных питательных насосов и в ряде случаев полному отказу от них.

Для создания насосов сверхвысокого давления потребовалось существенно поднять число оборотов, что исключило возможность непосредственного привода от электродвигателя на 3000 *об/мин*. Это позволило выполнить насосы с относительно малым (не более семи) числом ступеней, создающих напоры до 400—650 *м* каждая, при коэффициенте быстроходности $n_s = 80 \div 100$, обеспечивающем высокую экономичность. Такое решение конструкции насосов оказало существенное влияние на привод. Были созданы асинхронные электродвигатели мощностью до 8000 *квт* при 3000 *об/мин*. Потребовались мощные ускоряющие редукторы и гидромуфты, позволяющие осуществить наиболее экономичное регулирование подачи насосов при электромоторном приводе.

При мощностях свыше 6000 — 8000 *квт*, а при использовании отработанного пара — выше 3000 — 3500 *квт* турбинный привод имеет ряд

преимуществ, основными из которых являются: 1) повышение надежности работы электростанций (приводная турбина надежнее, нежели система распределительного устройства и трансформатора собственных нужд, электродвигателя, редуктора и гидромуфты); 2) повышение экономичности и полезной мощности электростанции (повышение к. п. д. насосного агрегата за счет рационального включения приводной турбины в тепловую схему станции); 3) повышение срока службы регулирующей арматуры питательного тракта (регулирование подачи насоса изменением числа оборотов); 4) снижение веса и габаритов насосного агрегата.

Следует, однако, отметить, что для резервных насосов, которые должны вводиться в работу за 15 — 20 *сек*, основным видом привода в настоящее время является электродвигатель.

Рост начальных параметров пара оказывает значительное влияние на конструкцию питательных насосов и их отдельных узлов — ротора, корпуса, концевых уплотнений (см. гл. 12). Вследствие высоких чисел оборотов питательных насосов высокого и сверхвысокого давления и трудностей в обеспечении бескавитационной работы первой ступени в большинстве случаев применяются низкооборотные бустерные насосы с приводом от вала двигателя, приводящего основной насос (через понижающий редуктор), либо от отдельного двигателя.

В отличие от питательных турбонасосов, которые ранее устанавливались на электростанциях в качестве резервных, рассчитанных на кратковременную работу, современные турбонасосы проектируются как основные, постоянно действующие агрегаты, предназначенные для длительной непрерывной работы с высокой экономичностью.

В качестве турбопривода чаще всего применяются специальные высокооборотные турбины с противодавлением или конденсационные — для мощностей свыше 10 000 *квт.*

В зарубежной энергетике в ряде крупных установок для привода питательных насосов используют вал главной турбины [9].

Приведем несколько типичных конструкций современных высоконапорных питательных насосов.

На рис. 207 представлен десятиступенчатый насос типа ПЭ-500-180 Сумского насосного завода. Насос приводится асинхронным электродвигателем мощностью 4000 *квт* через гидромуфту. Его параметры: подача 500 $м^3/ч$ при давлении на выходе 180 $кГ/см^2$ и температуре перекачиваемой воды 160° С; мощность на валу насоса 3150 *квт* при к. п. д 76%; вес всего насосного агрегата 27 250 *кГ*.

Главной конструктивной особенностью этого насоса является то, что он двухкорпусный. Его внутренний корпус образован соединяемыми по вертикальному стыку отдельными секциями, состоящими из обоймы и неразъемного лопаточного отвода с переводным каналом. Осевая сила уравновешивается с помощью разгрузочного диска. Колеса посажены на гладкий вал, в осевом направлении зафиксированы упором в бурт вала и затянуты гайкой со стороны разгрузочного диска. Концевые уплотнения сальникового типа с мягкой набивкой, расположенной в охлаждаемых водой камерах; подшипники скользящего трения с принудительной смазкой. При разборке внутреннего корпуса необходим полный демонтаж ротора.

Колесо первой ступени специальной конструкции с высокими кавитационными качествами обеспечивает работу насоса при подпоре сверх упругости паров 12 *м водн. ст.* без применения бустерного насоса.

Примером высокооборотного турбонасоса, выполненного на те же параметры, что и насос ПЭ-500-180, является питательный турбонасос

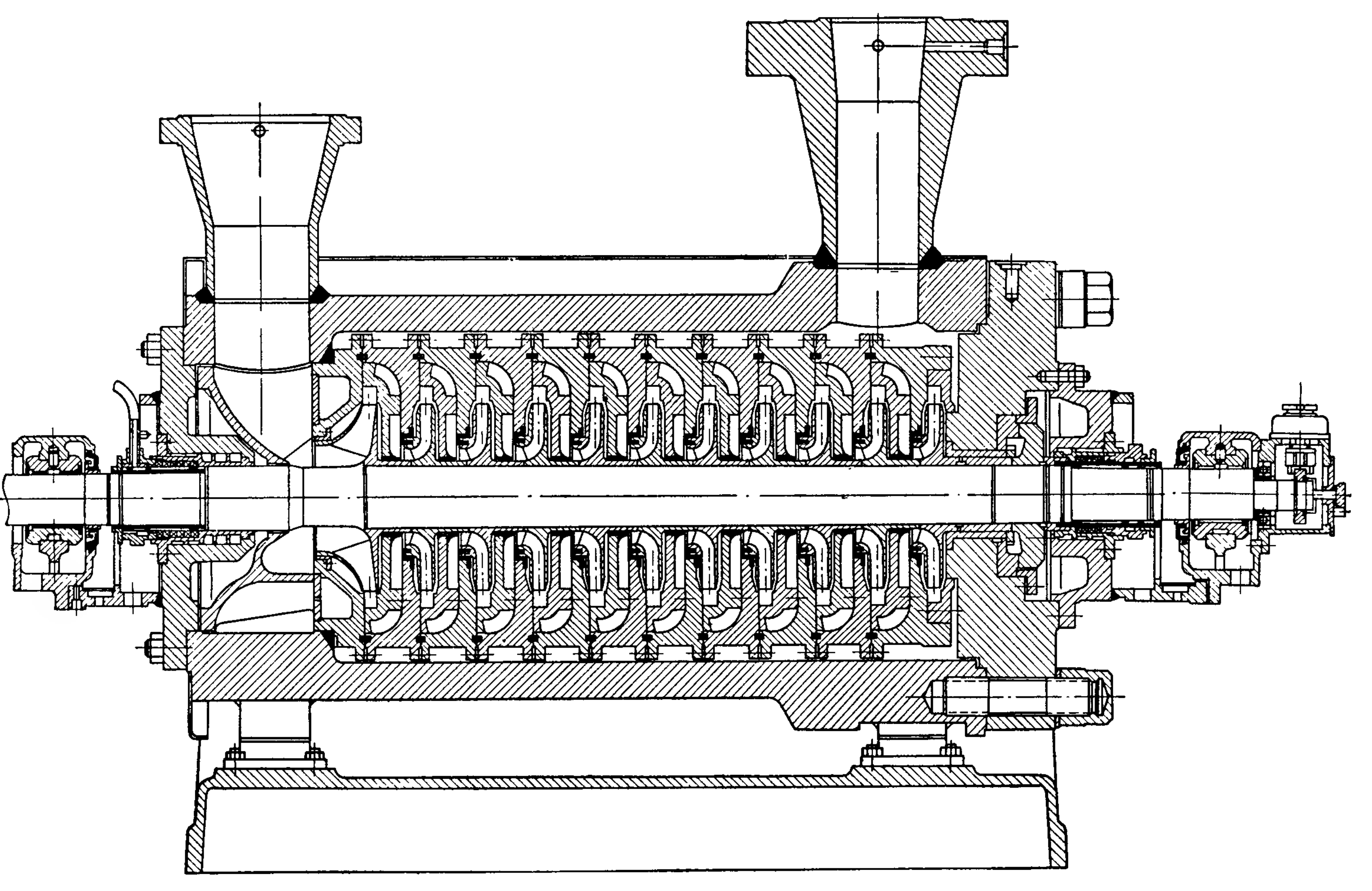


Рис. 207. Питательный электронасос типа ПЭ-500-180

тнпа ОВПТ-500 завода «Экономайзер». Этот насосный агрегат состоит (рнс. 208) нз двух насосов — главного пнтательного н бустерного н общего для них обонх паротурбинного привода. Пнтательный насос соеднне с турбнной непосредственно, а бустерный — через понижающнй редуктор.

Главный питательный насос (рнс. 209) выполнен с пятью ступенями. Конструкция проточной части прн секционно-корпусном нсполненнн позволяет вести разборку насоса без съема рабочнх колес, насаженных на вал с натягом. Лопаточные отводы и уплотннтельные кольца имеют горнзонтальные разъемы. Осевая снла уравновешена разгрузочным днском. Концевые уплотнения—щелевого тнпа с подводом холодного уплотняющего конденсата.

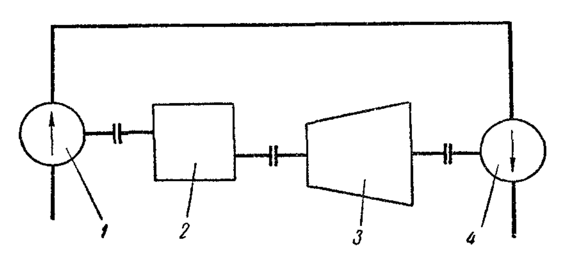


Рис. 208. Схема питательного турбонасоса типа ОВПТ-500:

1 — бустерный насос; *2* — редуктор; *3* — турбина; *4* — питательный насос

Для обеспечения бескавнтацнонной работы насосного агрегата прн работе с малымн подпорамн бустерный насос (рис. 210) выполнен с двухпоточным колесом н рассчнтан на ннзкое чнсло оборотов. Для воспрнннятия неуравновешенных осевых снл этот насос снабжен двухсторонннм упорным подшипнником. Давление на выходе обеспечивает бескавнтационную работу главного пнтательного высокооборотного насоса.

Миннмальный нзбыточный подпор на входе этого насоса составляет 5 *м водн. ст.*, что соответствует кавнтацнонному коэффицненту быстроходностн $C = 1200$.

Расчетный режнм насосного агрегата характеризуется следующнми параметрамн:

Подача питательного насоса, *м³/ч*	500
Давлеиие, *кГ/см²*:	
на выходе питательного насоса	186
на входе в бустерный насос	6,7
Подпор на приемном патрубке бустерного насоса, *м жидк. ст.*	10
Температура перекачиваемой воды, °С	160
Суммарная мощность турбины (на обоих концах вала), *квт*	3400
Чнсло оборотов вала, *об/мин*:	
турбины и пнтательного насоса	6300
бустерного насоса	2400
Вес турбонасосного агрегата, *кГ*	17 500

По результатам нспытанннй, проведенных в эксплуатационных условнях, к. п. д. насоса $\eta_н = 78\%$. Общнй к. п. д. турбонасосного агрегата при номинальной подаче $\eta_а = 51\%$.

Характеристика насоса $H—Q$ и кривые к. п. д. насоса и агрегата прнведены на рнс. 211.

На рнс. 212 н 213 представлены насосы пнтательного насосного агрегата СВП-220-280 ЛМЗ имени XXII съезда КПСС, выполненные для турбоустановкн 150 *Мвт*. Отлнчнтельной особенностью этого агрегата является расположенне подогревателей «в рассечку» между насосамн.

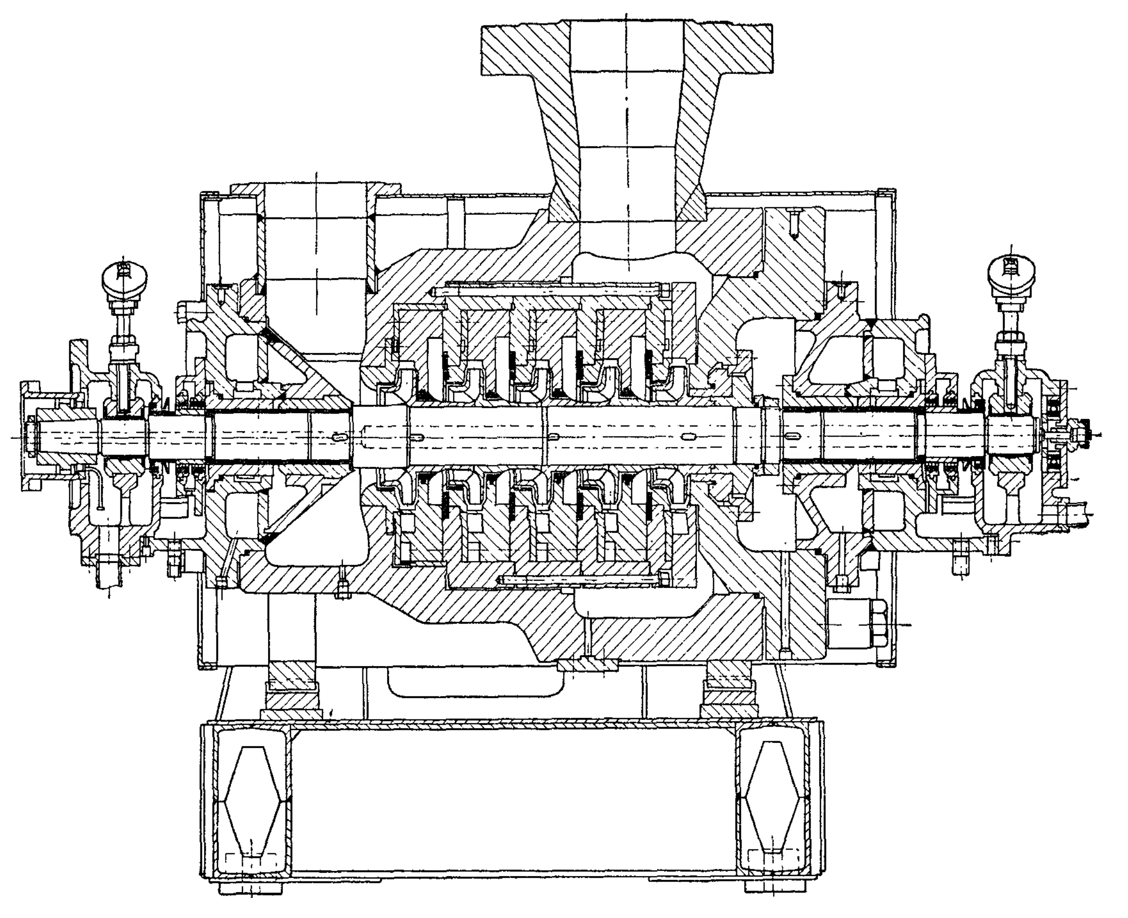


Рис. 209. Питательный насос типа ОВПТ-500

Рис. 210. Бустерный насос агрегата ОВПТ-500

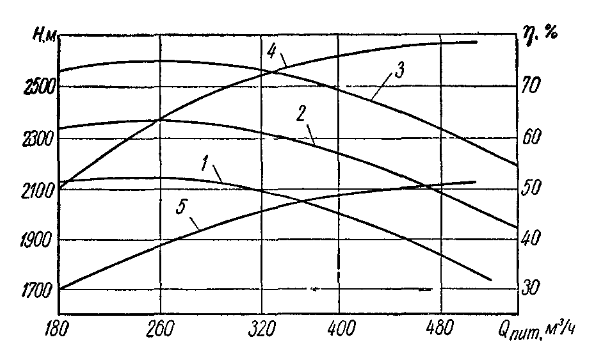


Рис. 211. Характеристики питательного насоса типа ОВПТ-500 по данным испытаний:

1, 2, 3 — при числах оборотов соответственно 6000, 6300 и 6600 *об/мин*; *4* — к. п. д. насоса; *5* — к. п. д. агрегата

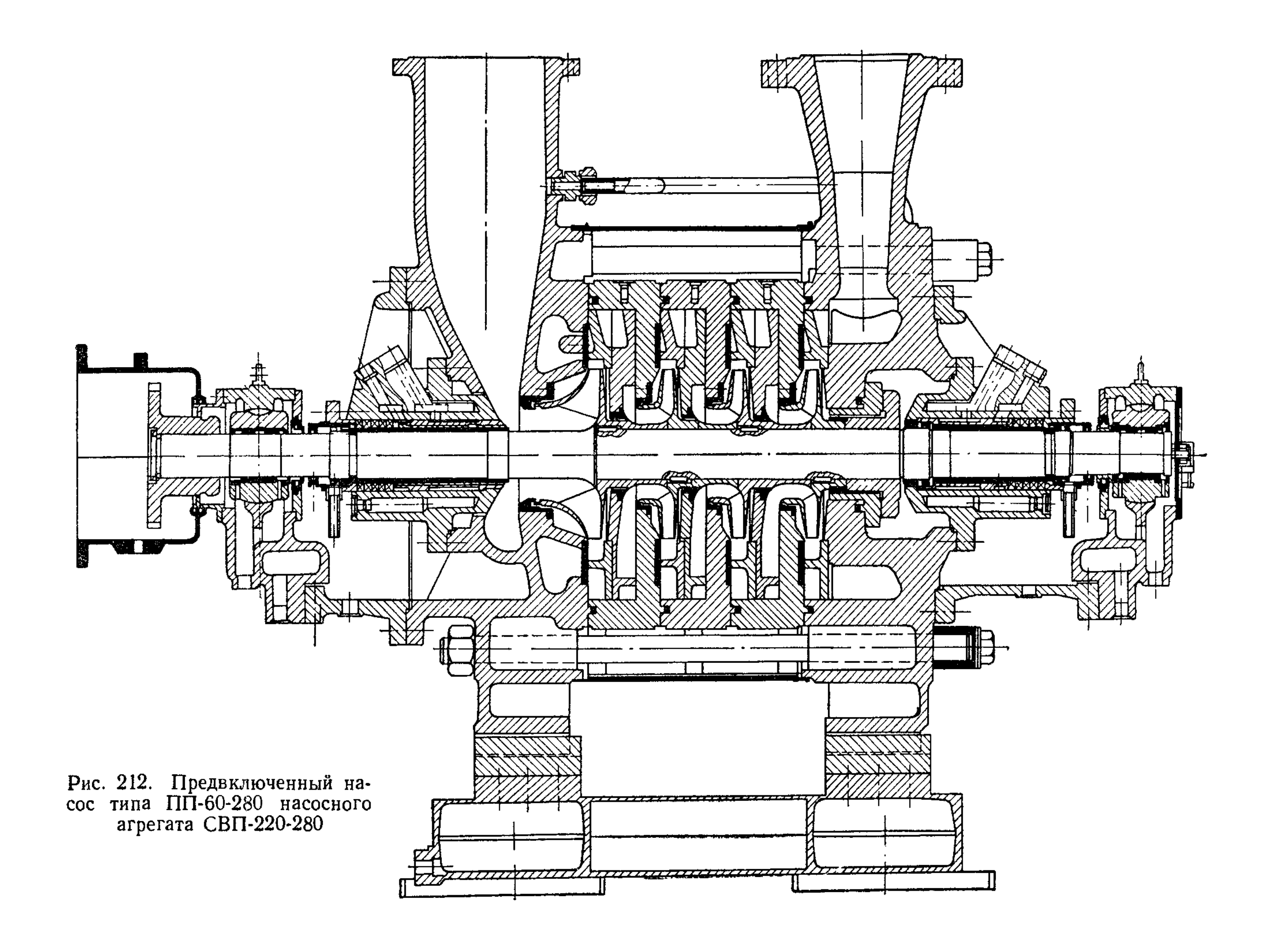


Рис. 212. Предвключенный насос типа ПП-60-280 насосного агрегата СВП-220-280

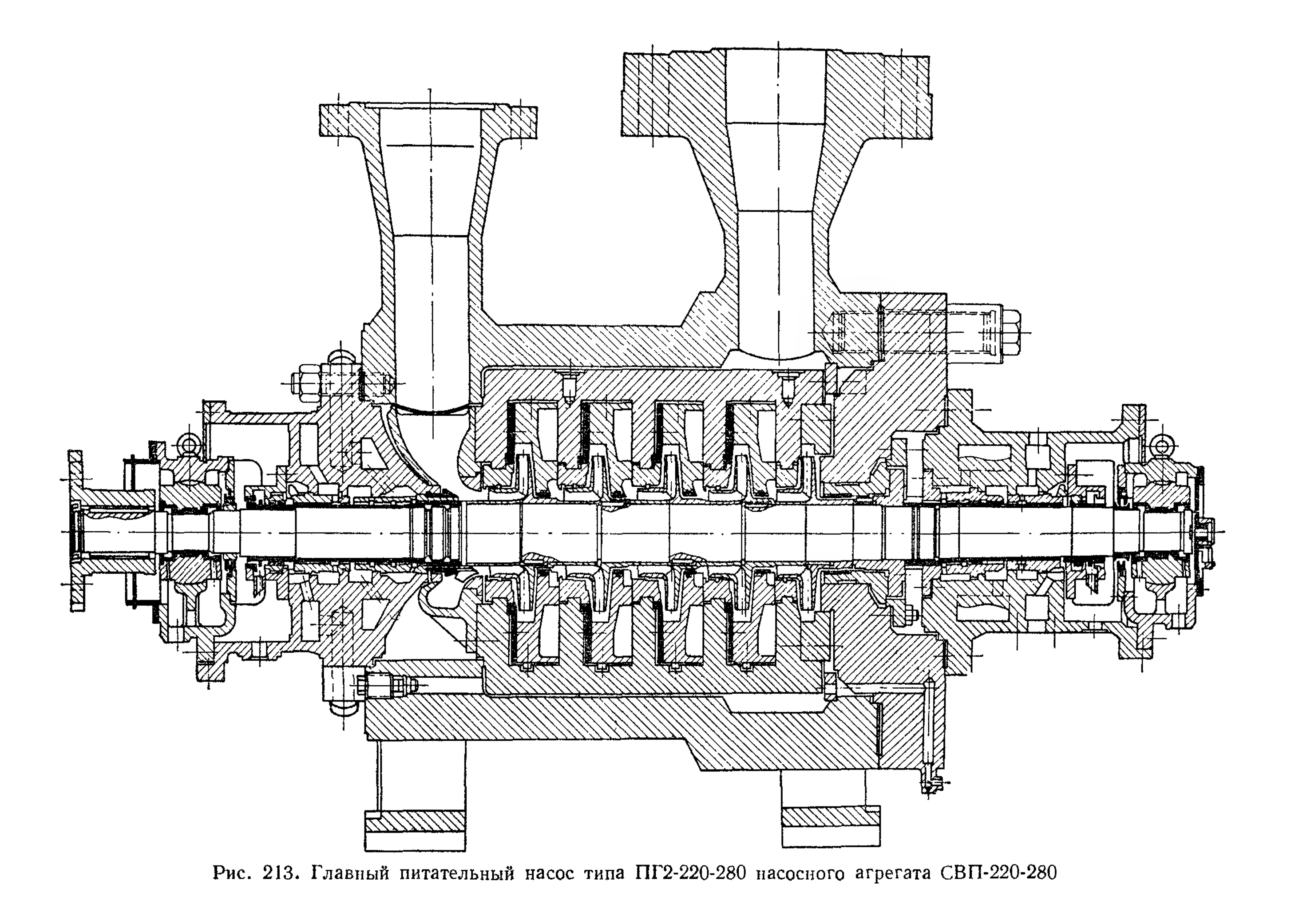


Рис. 213. Главный питательный насос типа ПГ2-220-280 насосного агрегата СВП-220-280

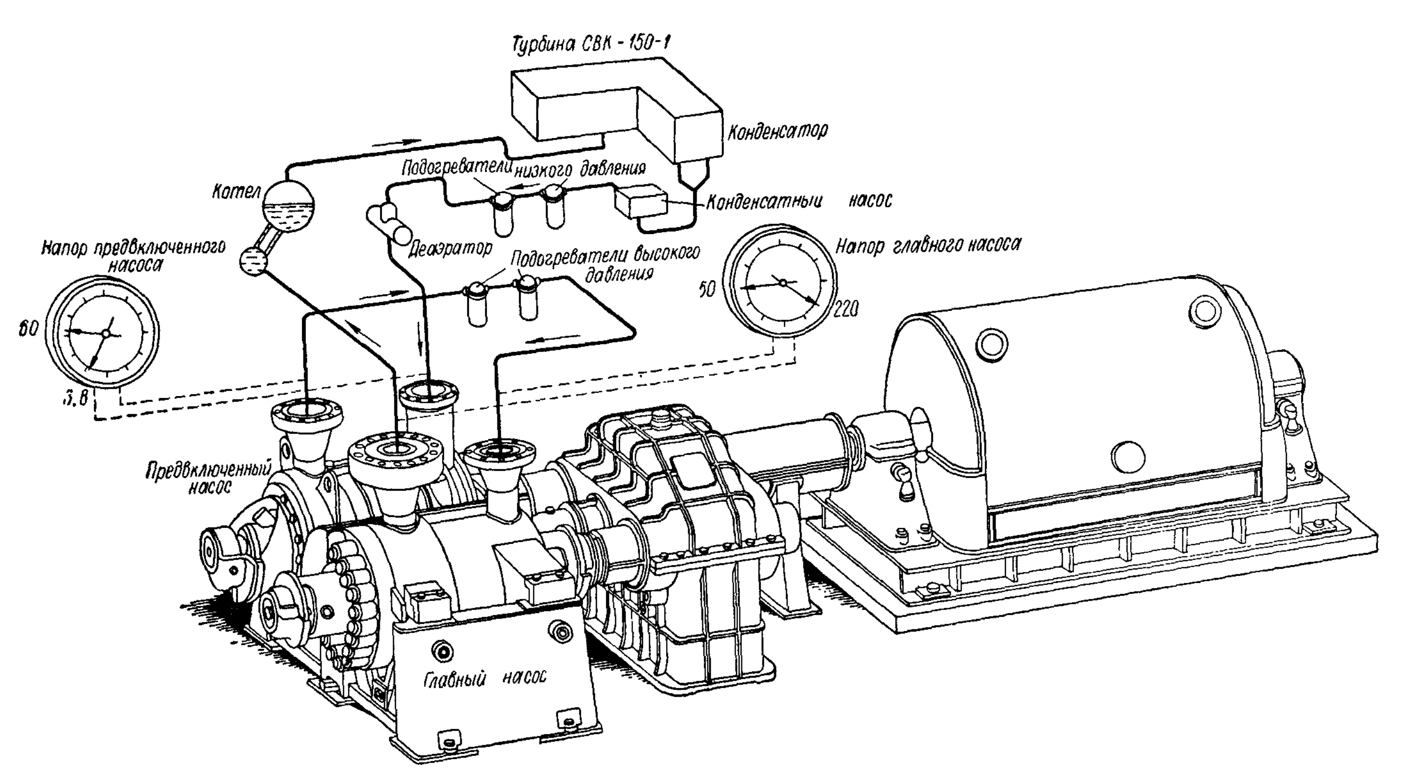


Рис. 214. Принципиальная схема включения насосного агрегата СВП-220-280 в тепловую схему станции

Принципиальная схема включения насосного агрегата в тепловую схему станции приведена на рис. 214. Работу турбоустановки обеспечивают два параллельно действующих насосных агрегата, имеющих следующие технические характеристики:

Главный насос

Подача, *т/ч*	280
Давление, *кГ/см²*:	
на выходе	220
на входе	50
Температура перекачиваемой воды, °С	228
Мощность, *квт*	2300
Число оборотов, *об/мин*	6000

Предвключенный насос

Давление на выходе, *кГ/см²*	60
Подпор на входе, *м жидк. ст.*	12
Температура перекачиваемой воды, °С	140
Мощность, *квт*	690
Число оборотов, *об/мин*	2975

Привод насосов осуществляется асинхронным электродвигателем мощностью 3500 *квт* через редуктор. Разность давления на выходе предвключенного насоса и на входе главного насоса затрачивается на преодоление сопротивления подогревателей.

Предвключенный насос секционного типа имеет четыре ступени. Колесо первой ступени специальное, обладающее высоким кавитационным коэффициентом быстроходности ($C = 1200$). Входной и напорный патрубки. обоймы секций, лопаточные отводы, переводные каналы и уплотнительные втулки выполнены без горизонтального разъема. Внешняя и внутренняя плотность деталей статора достигается затяжкой длинных шпилек. При разборке насоса необходимо снятие рабочих колес с вала, в связи с чем посадка колес на вал выполнена скользящей.

Концевые уплотнения вала комбинированные: щелевые, в которых происходит запирание горячей воды холодным конденсатом и отвод утечек в дренажный бак, и с мягкой сальниковой набивкой, обеспечивающей минимальные внешние утечки конденсата. Коробки уплотнений снабжены охлаждающими камерами, через которые протекает циркуляционная вода. Особенностью условий работы главного питательного насоса является высокое давление на входе (50 *кГ/см²*), а также высокая температура перекачиваемой воды (228° С). При этом возможны резкие колебания температуры воды при аварийном отключении подогревателей, расположенных перед насосом.

Пятиступенчатый питательный насос ПГ-2-220-280 выполнен с двойным корпусом. Внутренний корпус и лопаточные отводы первых четырех ступеней имеют разъем в горизонтальной плоскости. Последний лопаточный отвод и уплотнительные втулки неразъемные.

Плотность стыковых соединений элементов внутреннего корпуса достигается тщательной обработкой плоскости разъема и сжимающим усилием выходного давления, действующим в пространстве между внешним и внутренним корпусами.

Все детали проточной части насоса и его концевых уплотнений выполнены из нержавеющей стали. Внешний и внутренний корпуса сварены из поковок среднелегированной хромистой стали. Места соединений, где при нарушении плотности могут возникнуть значительные скорости воды и связанный с этим коррозионный износ металла, наплавлены нержавеющей сталью.

Центровка внутреннего корпуса во внешнем выполнена по цилиндрическим пояскам обеих крышек, что уменьшает возможность расцентровки осей корпусов. Система пружин создает первоначальный прижим внутреннего корпуса к уступу во внешнем корпусе в процессе сборки и обеспечивает независимость тепловых расширений внешнего и внутреннего корпусов. Рабочие колеса насажены на вал с натягом и ограничены от перемещений в осевом направлении с помощью закладных колец из двух половин. Разгрузочный диск уперт в бурт для обеспечения герметичности посадки. Разъемная конструкция внутреннего корпуса дает возможность вести разборку насоса без съема колес с вала. Концевые уплотнения, работающие на высоком перепаде давления питательной воды с температурой 228° С, выполнены щелевыми (см. рис. 198).

Подробное описание агрегата, а также опыт его наладки в эксплуатации рассмотрены в работах [62, 119] .

Модификация главного питательного насоса ПГ-2-220-280 с той же проточной частью, но с усиленной напорной крышкой осуществлена в насосном агрегате типа СВП-280-320 для надстройки ТЭЦ со сверхвысокими параметрами пара. Число оборотов насоса повышено с 6000 до 6850 *об/мин*. Насос приводится синхронным двигателем мощностью 4000 *квт*, 3000 *об/мин* через гидромуфту и повышающий редуктор. Насос имеет следующие технические характеристики:

Подача, *т/ч*	320
Давление, *кГ/см*^{2}:	
нагнетания	280
в приемном патрубке	50
Температура перекачиваемой воды, °С	228
Мощность насоса, *квт*	3400
Число оборотов, *об/мин*	6850

Установка обслуживается двумя работающими параллельно насосными агрегатами и имеет один резервный.

В качестве примера выполнения крупных питательных насосов с электромоторным и турбинным приводом приведем насосы для питания прямоточных котлов блочной турбоустановки мощностью 300 *Мвт* с начальным давлением свежего пара 240 *кГ/см*^{2} конструкции ЛМЗ имени XXII съезда КПСС. Блок обслуживается двумя насосными агрегатами: пуско-резервным электронасосом, обеспечивающим до 65% производительности котла, и турбонасосом полной производительности.

Пуско-резервный насосный агрегат выполнен по схеме электродвигатель — гидромуфта — повышающий редуктор — насос. Приводом турбонасоса является высокооборотная турбина с противодавлением. Расчетный режим обоих агрегатов характеризуется параметрами:

Пуско-резервный насос СВПЭ-320-550

Подача, *т/ч*	550
Давление на выходе, *кГ/см*^{2}	320
Мощность насоса, *квт*	6300
Число оборотов, *об/мин*	7500
К. п. д., %	78

Главный турбонасос СВПТ-340-1000

Подача, *т/ч*	1050
Давление на выходе, *кГ/см*^{2}	340
Мощность насоса, *квт*	12500
Число оборотов, *об/мин*	6000
К. п. д., %	80

Привод пуско-резервного насоса — асинхронный электродвигатель мощностью 8000 *квт*, 6000 *в*, 2970 *об/мин*.

Давление питательной воды 20 *кГ/см²* с температурой 165° С в приемных патрубках насосов обеспечивается группой отдельно стоящих бустерных насосов с электроприводом, из которых два рабочих и один резервный. Насосы СВПЭ-320-550 и СВПТ-340-1000 практически однотипны по конструкции и отличаются только размерами (рис. 215). Ступень этих размеров была экспериментально отработана [66]. Насосы двухкорпусные, с внутренним корпусом, имеющим горизонтальный разъем, и разъемными лопаточными отводами за исключением последнего. Всасывающий и напорный патрубки по условиям компоновки направлены вниз.

В отличие от насоса ПГ-2-220-280 (рис. 213) в насосах блока 300 *Мвт* для впрыска в промежуточный перегреватель котла питательной воды в количестве до 100 *т/ч* при давлении около 70 *кГ/см²* производится отбор за первыми ступенями. В связи с этим внутренний входной патрубок крепится не к внутреннему корпусу, а к стенке внешнего корпуса. Упор внутреннего корпуса расположен в области второй ступени насоса. Рабочие колеса выполнены методом точного литья по выплавляемым моделям и так же, как и все детали проточной части и концевых уплотнений, изготовляются из нержавеющей стали. Осевая сила в насосе уравновешивается с помощью разгрузочного диска. Подшипники насосов — скользящего трения с принудительной смазкой от централизованной масляной системы главной турбины. Концевые уплотнения — жесткие щелевого типа, работают по схеме, приведенной на рис. 216. Насосные агрегаты снабжены первичными датчиками дистанционного контроля и защиты по температуре, давлению, вибрации, осевому положению ротора насоса и числу оборотов.

На рис. 217 приведены характеристики насоса СВПТ-340-1000, полученные при испытаниях.

На рис. 218 представлен продольный разрез высокотемпературного циркуляционного насоса ЭЦН-3 завода «Экономайзер», выполненного для высоконапорного парогенератора парогазовой установки. Несмотря на низкий напор, развиваемый насосом, высокое давление на приемном патрубке (115 *кГ/см²*) и высокая температура перекачиваемой воды (около 320° С) делают целесообразным рассмотрение этого насоса в разделе питательных. Насос ЭЦН-3 имеет следующие технические характеристики:

Подача, *м³/ч*:	
спецификационная	760
максимальная	1000
Напор, *м жидк. ст.*	32
Геометрический подпор на всасывании, *м*	4,5
Потребная мощность на спецификационном режиме, *квт*	60,5
Число оборотов, *об/мин*	980
К. п. д. насоса, %	73

Насос выполнен одноступенчатым, консольного типа с осевым подводом воды. Насос и электродвигатель в целях компенсации температурных расширений смонтированы на подвижной раме. Рама насоса, в свою очередь, устанавливается на фундаментную раму, допускающую перемещение рамы насоса в пределах ±5 *мм*. Соосность насоса и электродвигателя обеспечивается системой продольных шпонок в осевой плоскости и поперечных шпонок в лапах корпуса.

Рабочее колесо диаметром 520 *мм* с пространственными лопастями ($n_s = 121$) отлито из стали методом точного литья. Лопаточный отвод выполнен сварным. Уплотнение вала насоса дроссельного типа с «плавающими» кольцами из нержавеющей стали обеспечивает снижение утечек в сравнении с обычными уплотнениями щелевого типа в 3—3,5 раза. Для уплотнения и охлаждения вала к насосу подводится питательная вода

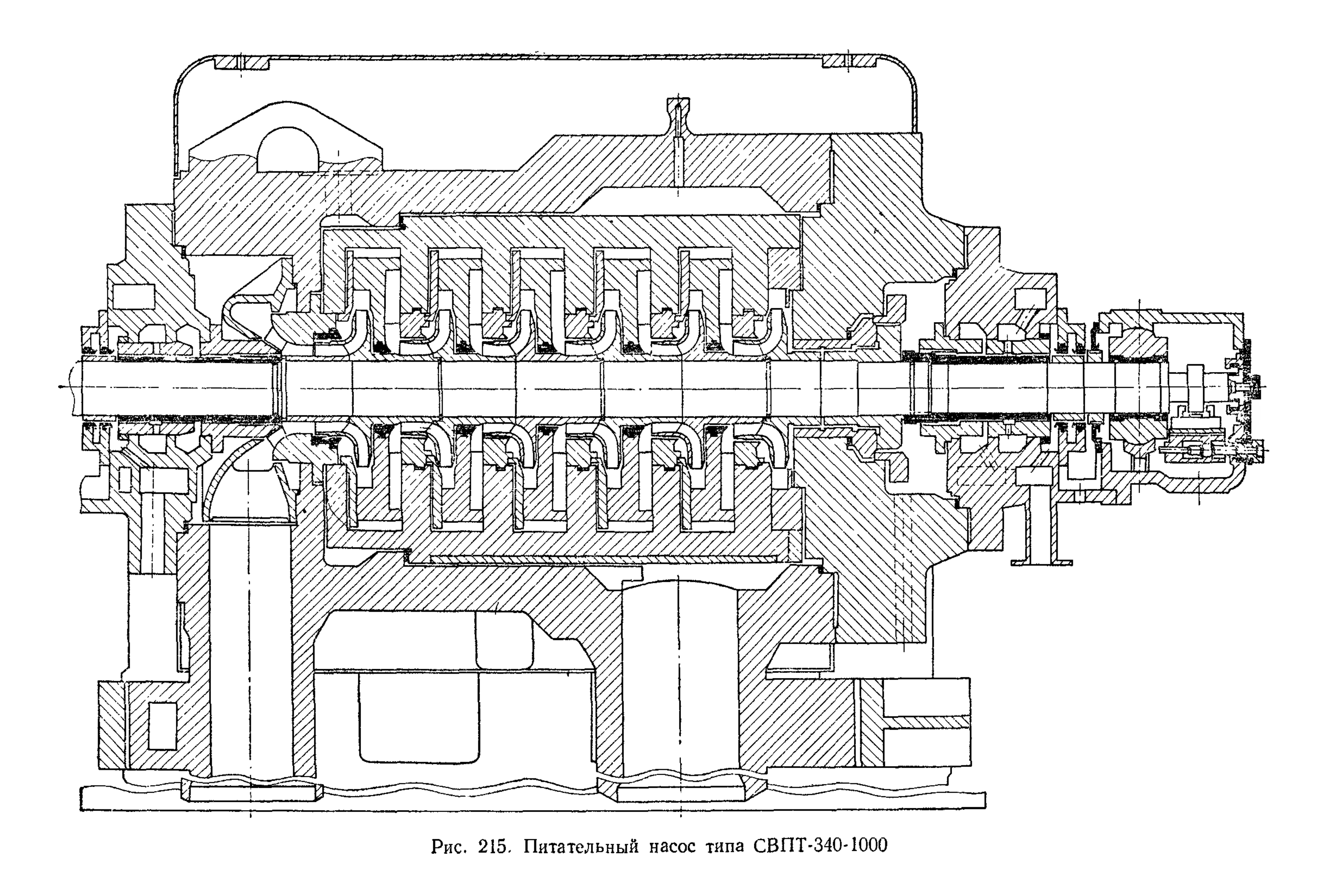


Рис. 215. Питательный насос типа СВПТ-340-1000

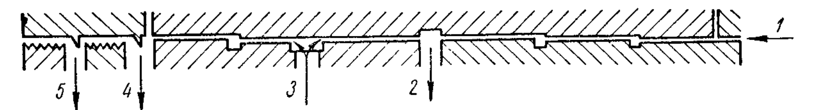


Рис. 216. Схема концевых уплотнений щелевого типа насосов СВПЭ-320-550 и СВПТ-340-1000

1 — протечка из насоса; *2* — слив в деаэратор; *3* — подвод холодного конденсата; *4* — слив в конденсатор через сифон; *5* — дренаж

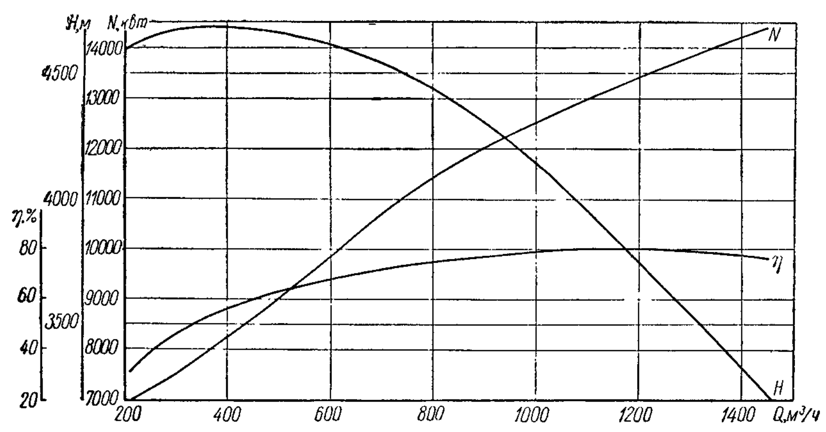


Рис. 217. Характеристики насоса СВПТ-340-1000 по данным испытаний

Рис. 218. Высокотемпературный циркуляционный насос ЭЦН-3

с температурой 68—80° С при давлении 3—5 *кГ/см²*. Осевая сила, действующая на ротор насоса, воспринимается упорным подшипником с самоустанавливающимися упорными колодками. Смазка подшипников осуществляется от централизованной системы маслоснабжения установки.

Для запуска насоса, находящегося под давлением напорной магистрали, предусмотрено отжимное устройство, обеспечивающее разгрузку упорного подшипника в момент пуска за счет подачи воды с давлением 130 *кГ/см²*.

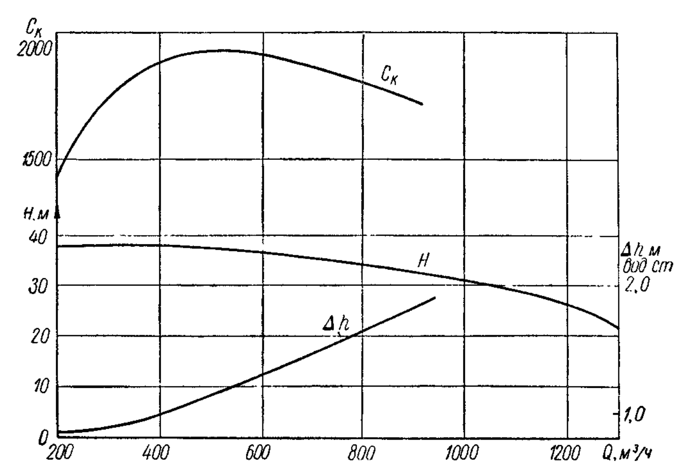


Рис. 219. Характеристики насоса ЭЦН-3 по данным испытаний

Приводом насоса служит асинхронный электродвигатель с фазным ротором мощностью 125 *квт*, выбор которого обусловлен необходимостью преодоления большого пускового момента и регулирования скорости пуска.

На рис. 219 показаны характеристики этого насоса.

67. Конденсатные насосы

Особую группу представляют конденсатные насосы, предназначенные для откачки конденсата.

В паровом пространстве конденсаторов паросиловых установок достигается вакуум до 94—97%. Образующийся в этих условиях конденсат имеет температуру 25—35° С. Хотя температура конденсата невысока, он вследствие глубокого вакуума в конденсаторе находится в состоянии, близком к кипению (степень переохлаждения конденсата весьма незначительна). Поэтому конденсатный насос должен располагаться ниже уровня воды в конденсаторе, и поступление конденсата в насос должно осуществляться с некоторым подпором. По условиям установки конденсатосборник всегда располагается в самой низкой точке турбоустановки; создание сколько-нибудь удовлетворительных подпоров для конденсатных насосов связано со значительными строительными затратами. Таким образом, конденсатный насос должен забирать близкую к кипению воду из области с глубоким вакуумом при минимальном технически возможном подпоре порядка 0,5—1,0 *м*.

Малые значения избыточного напора всасывания вызывают необходимость достижения в колесах конденсатных насосов максимального кавитационного коэффициента быстроходности, даже если это приводит к падению к. п. д. Кавитационный коэффициент быстроходности в колесах

конденсатных насосов достигает 1500—2500. Кроме того, специфические условия эксплуатации вызывают необходимость обеспечить исключительно высокую плотность сальников как при работе насоса, так и в резерве. Поэтому сальники конденсатных насосов снабжаются двойной системой гидравлического уплотнения от проникновения атмосферного воздуха в область всасывания.

На рис. 220 приведена конструкция одноступенчатого конденсатного насоса типа КЭ-4,5-150. Сальники насоса снабжены камерами, к которым по каналам, отлитым в корпусе, подводится вода из верхней точки спирального отвода. Эти камеры образуют гидравлический затвор, предохраняющий от проникновения атмосферного воздуха во всасывающую область насоса при его работе. Для предупреждения проникновения воздуха внутрь насоса, когда он не работает и находится в состоянии резерва (под вакуумом), в середине коробки сальника расположено кольцо гидравлического уплотнения с подводом воды от постороннего источника.

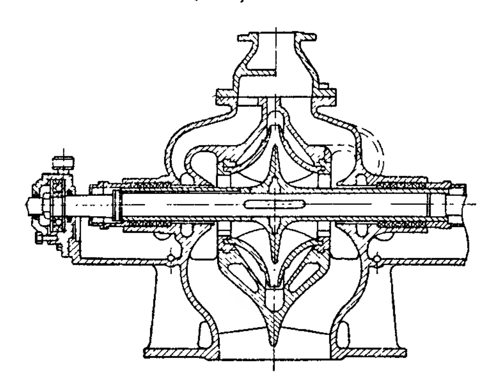


Рис. 220. Конденсатный насос типа КЭ-4, 5-150

При работе насоса в условиях, близких к кавитационному срыву, возможно выделение воздуха из воды и скопление его в области всасывания, что ведет к срыву работы насоса. Для удаления выделившегося воздуха и отсоса его при запуске насоса камеры всасывания снабжены отводами в виде каналов в корпусе, соединяющих эти камеры с вакуумным пространством конденсатора.

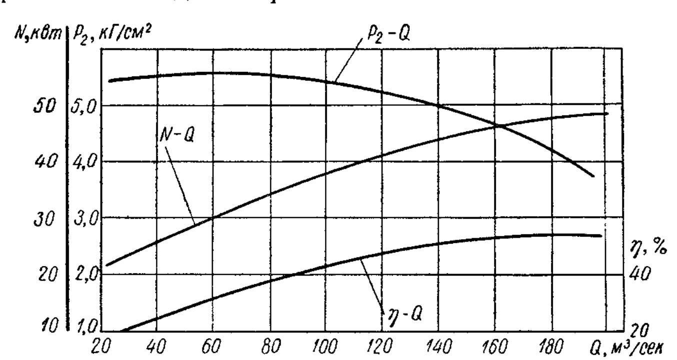


Рис. 221. Характеристики конденсатного насоса типа КЭ-4,5-150

Колесо конденсатного насоса специального типа имеет сильно развитую область входа, что обеспечивает кавитационный коэффициент быстроходности $C = 1500 \div 1700$.

Для получения по возможности удовлетворительных значений к. п. д. выход из колеса выполнен с нормальными проходными сечениями, так же как и сечения спирального отвода. Ротор насоса установлен на шариковых подшипниках с консистентной смазкой.

Характеристика насоса представлена на рис. 221. Насос обеспечивает подачу 175 *м*³/*ч* при напоре 53 *м*. Число оборотов 1450 в минуту. Минимальный избыточный напор всасывания 0,7 *м*.

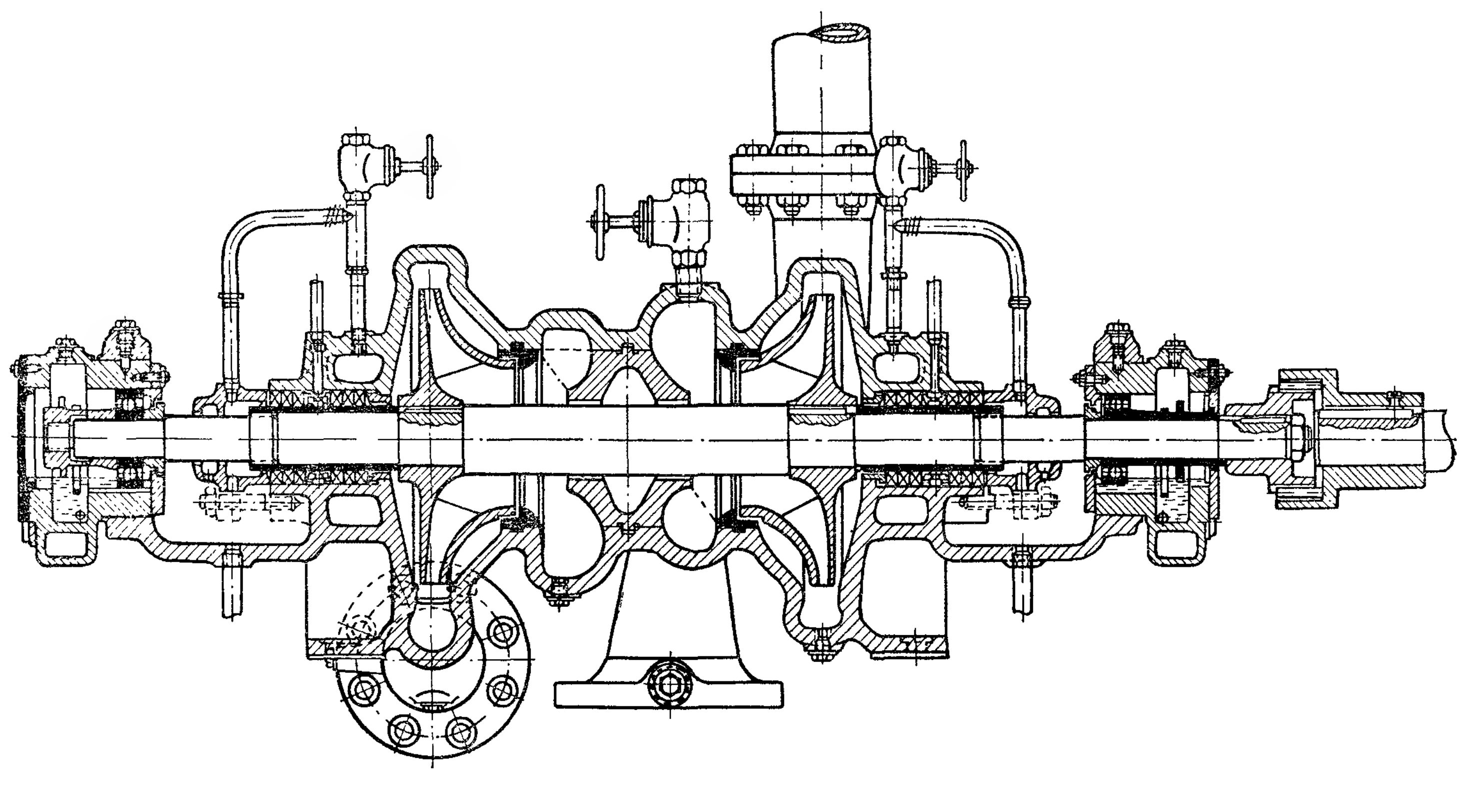


Рис. 222. Конденсатный насос типа 5Кс-5 × 2

Характерными типами многоступенчатых конденсатных насосов для стационарных турбоустановок являются насосы типа Кс в двух- и четырехступенчатом исполнении с рабочими колесами одностороннего входа и насосы трехступенчатые типа КсД [1] с колесом первой ступени двухстороннего всасывания. Насосы типа Кс обеспечивают подачи от 6 до 65 *м³/ч* при напоре от 25 до 118 *м жидк. ст.* Насосы с подачей до 27 *м³/ч* работают при числе оборотов 2900 в минуту, а свыше 30 *м³/ч* — при числе оборотов 1450 в минуту.

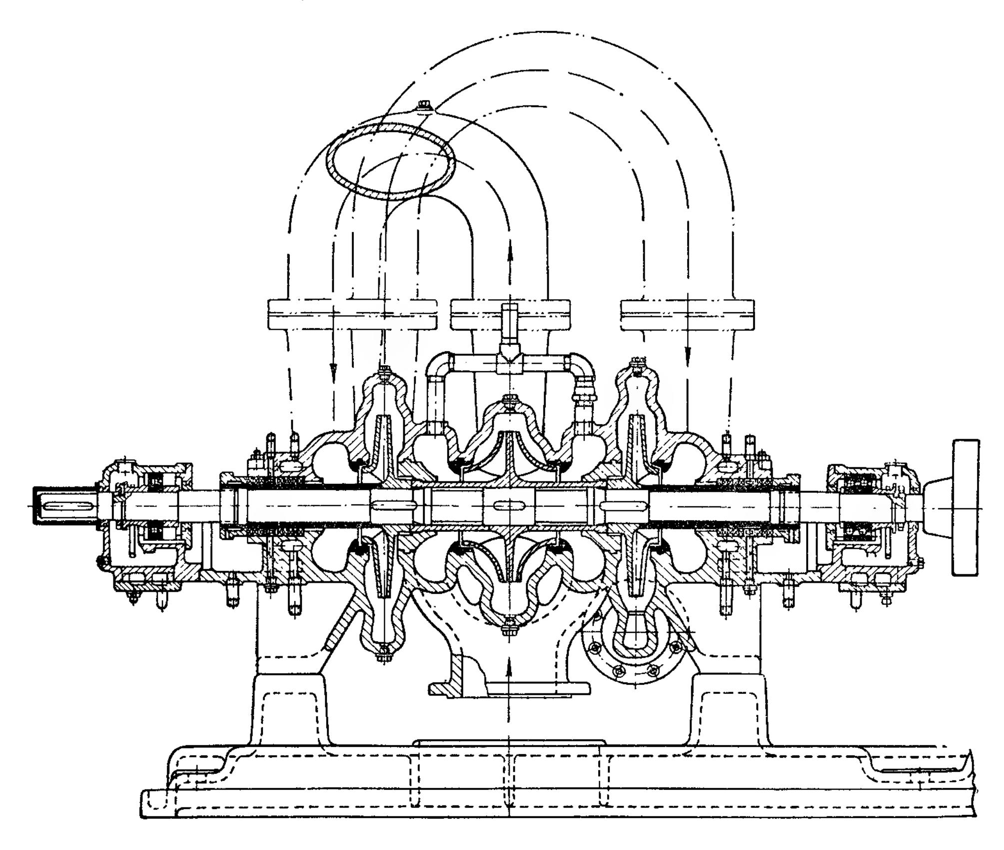


Рис. 223. Конденсатный насос типа 8КсД-5 × 3

Насосы типа Кс (рис. 222) имеют чугунный корпус с разъемом по горизонтали. Входной и выходной патрубки расположены в нижней половине корпуса, что обеспечивает удобство разборки насоса. Концевые уплотнения выполнены с мягкой сальниковой набивкой и кольцом гидравлического уплотнения, к которому у насоса, находящегося в резерве, подается конденсат с избыточным давлением от работающего насоса. Благодаря симметричному расположению рабочих колес сальниковые уплотнения во время работы насоса находятся под избыточным давлением перекачиваемого конденсата и не нуждаются в гидравлическом затворе. Верхняя точка подводящей камеры корпуса соединена с паровым пространством конденсатора.

Неуравновешенная доля осевой силы, действующей на ротор, воспринимается одним из радиальных шарикоподшипников (со стороны муфты), служащих опорами ротора. Смазка подшипников кольцевая.

Насосы типа КсД рассчитаны на подачи от 65 до 280 *м³/ч* при напоре от 27 до 128 *м жидк. ст.* Конструкция насосов этого типа (рис. 223) принципиально аналогична конструкции насосов типа Кс. Ступени насоса расположены симметрично и их последовательное соединение осуществлено с помощью внешних переводных труб.

Насосы типа Кс и КсД могут использоваться в качестве конденсатно-бойлерных и перекачивать воду с температурой до 120° С. Для этого в нижних половинах корпусов подшипников и камерах сальников предусмотрены охлаждаемые водой полости. Подробные технические характеристики серии насосов типов Кс и КсД приведены в работе [1].

В судовых установках конденсатные насосы, как правило, выполняются с вертикальным валом. Такое же расположение вала принято в последних конструкциях конденсатных насосов для крупных стационарных турбоустановок. Колесо первой ступени располагается в самой нижней части агрегата, что обеспечивает максимально возможный по условиям установки подпор и наиболее благоприятные кавитационные условия. Кроме того, такая компоновка открывает возможность отказаться от сальника и внешнего подшипника со стороны всасывания, заменив их внутренним подшипником, работающим на водяной смазке.

68. Осевые насосы

К основному типу осевых насосов относятся насосы, предназначенные для перекачки технически чистой воды (ГОСТ 9366—60). Они применяются в качестве циркуляционных в стационарных установках на мощных тепловых электростанциях, в насосных шлюзовых установках, магистральных каналах и ирригационных системах, станциях городского и промышленного водоснабжения и т. п. В соответствующем каталоге [3] даны основные сведения о 44 типоразмерах насосов, перекрывающих диапазон подач от 0,2 до 18 *м³/сек* и напоров от 1,3 до 22 *м* при подпоре не более 2 *м*.

Конструктивно все насосы этого типа подобны насосу Оп-3, данному на рис. 224. Здесь показан насос с поворотными лопастями рабочего колеса (буквы Оп в названии типа насоса означают поворотнолопастной насос в отличие от типа О — жестколопастного, т. е. с закрепленными лопастями).

Механизм поворота лопастей, расположенный внутри втулки рабочего колеса, состоит из рычагов, укрепленных на цапфах лопастей, и крестовины, соединенной серьгами с концами рычагов. Осевое перемещение крестовины приводит к повороту рычагов и лопастей. Это перемещение задается ей штоком, проходящим через центральное сверление основного вала. Механизм привода штока расположен внутри жесткой муфты, соединяющей валы насоса и двигателя. Обычно он выполняется с ручным управлением и поворот лопастей осуществляется только при остановленном насосе. В крупных насосах механизм поворота может выполняться с дистанционным управлением, тогда это позволяет осуществлять регулирование положения лопастей без остановки насоса. В последнем случае возможно управление положением лопастей по требуемой программе.

Насосы Оп снабжены только двумя направляющими подшипниками с резиновыми либо лигнофолевыми вкладышами. Смазка подшипников выполняется перекачиваемой водой. Вес ротора и осевая сила на рабочем колесе в этих конструкциях воспринимается пятой двигателя.

Особое внимание при установке вертикальных насосов должно быть обращено на форму подводящего канала, который в этих случаях выполняется в виде колена сложной формы. Проточная часть должна обеспечивать однородное поле скоростей перед входом в рабочее колесо насоса.

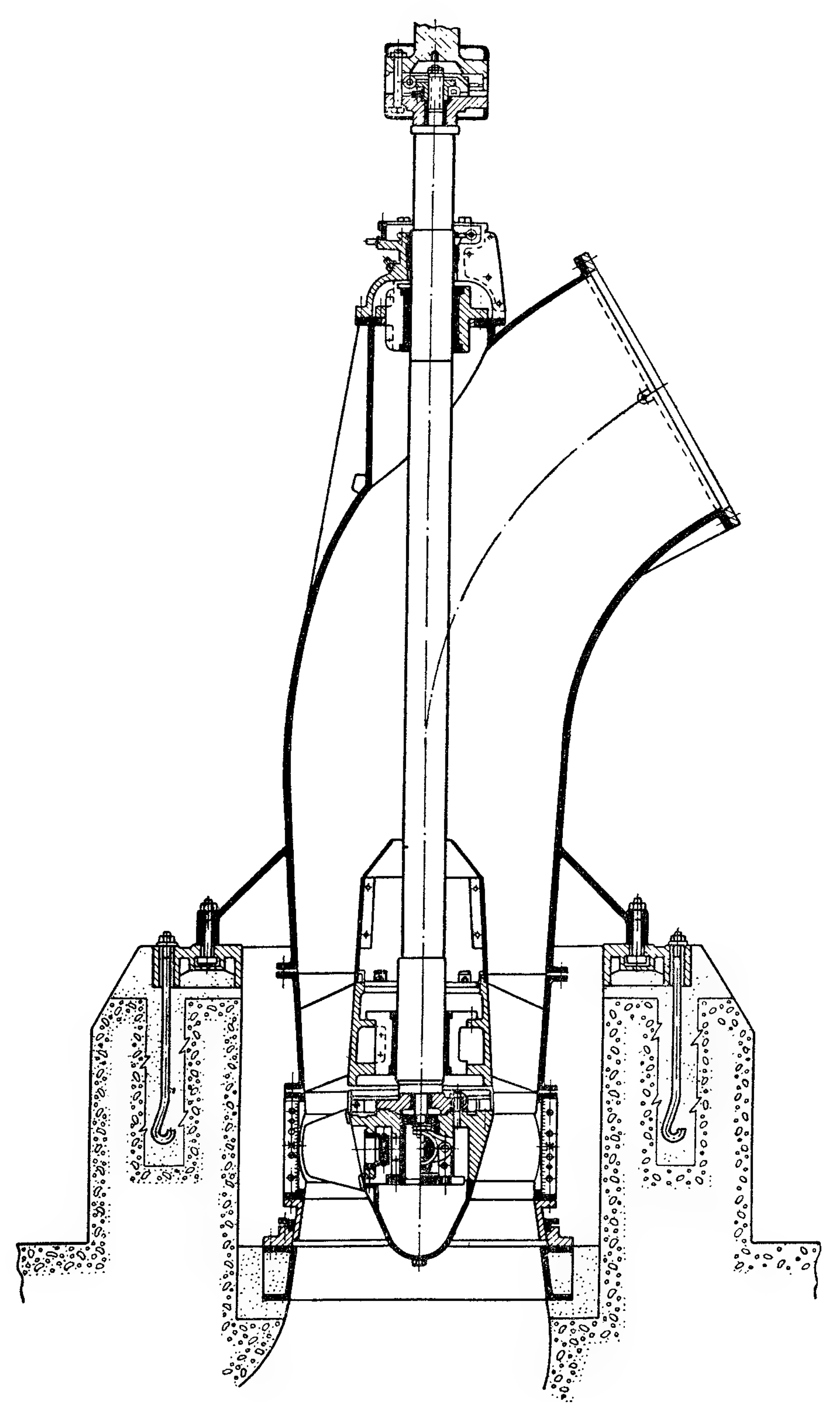


Рис. 224. Поворотнолопастной насос типа Оп-3-110

Все насосы этой серии имеют высокие энергетические качества в широком диапазоне регулирования подачи. Максимальный к. п. д. насосов 82—88%. На рис. 225 дана универсальная характеристика насоса Оп-3-110, представленного на рис. 224; последнее число (110) в наименовании насоса означает диаметр рабочего колеса в сантиметрах. Кавитационные качества насоса даны величинами минимального кавитационного запаса Δh_I (по ГОСТу 6134—58).

Широкое применение находят осевые насосы в качестве циркуляционных в судовых системах. В судовых условиях главным и часто решающим

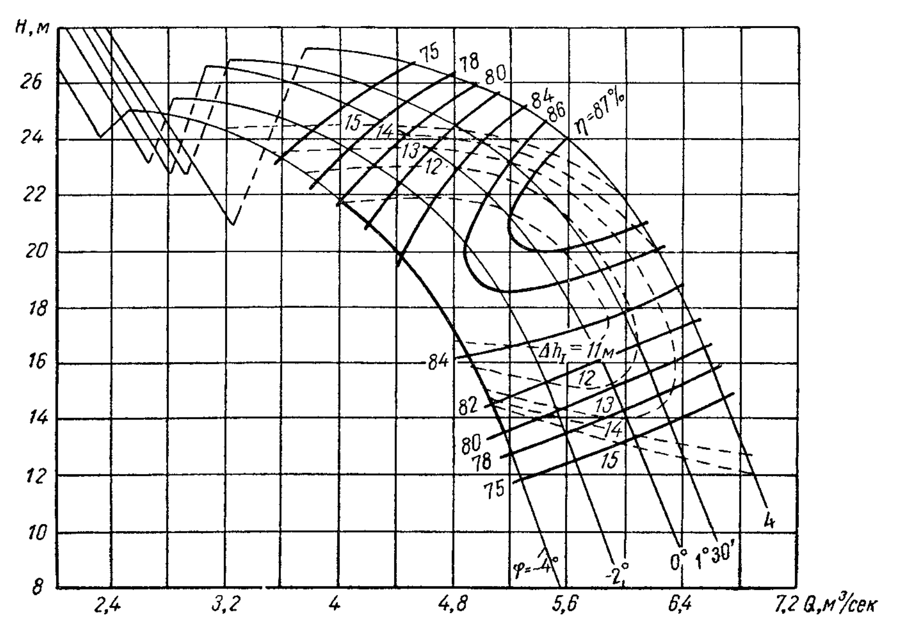


Рис. 225. Характеристика насоса типа Оп-3-110

является требование минимальности габаритов насоса и его трубопроводов. Выполнение этого приводит к уменьшению места, занимаемого насосом в судне, и веса воды, заполняющей насос и его трубопроводы. Конструкции судовых насосов несколько отличаются от стационарных. В основном это отличие относится к форме отводящего и подводящего каналов.

На рис. 226 дана наиболее широко применяемая конструкция циркуляционного насоса. Уменьшение осевого габарита насоса получено применением крутого колена круглой формы. Увеличение крутизны колена ведет к росту гидравлических потерь. Одновременно растет неравномерность поля скоростей в колене, которая, в свою очередь, ухудшает работу лопастной системы насоса.

Работа насоса улучшается установкой в отводящем колене цилиндрического направляющего ребра, несколько смещенного к центру кривизны колена. При этом вокруг вала обязательно должен быть выполнен обтекатель (рис. 226).

Однако даже такой отвод ухудшает энергетические качества насоса. По результатам исследований, выполненных ЛПИ, это ухудшение (по сравнению со стационарным насосом с отводом по рис. 224) составляет примерно 7—9%. Отсутствие обтекателя вокруг вала приводит к тому, что ухудшение к. п. д. насоса возрастает до 10—12% [78].

Обычно всасывающий патрубок судового циркуляционного насоса соединяется с системой аварийного водоотлива (боковой патрубок на рис. 226). При нормальной работе насоса наличие бокового отверстия во всасывающем патрубке несколько деформирует поток перед рабочим колесом. Для улучшения формы потока перед колесом устанавливается

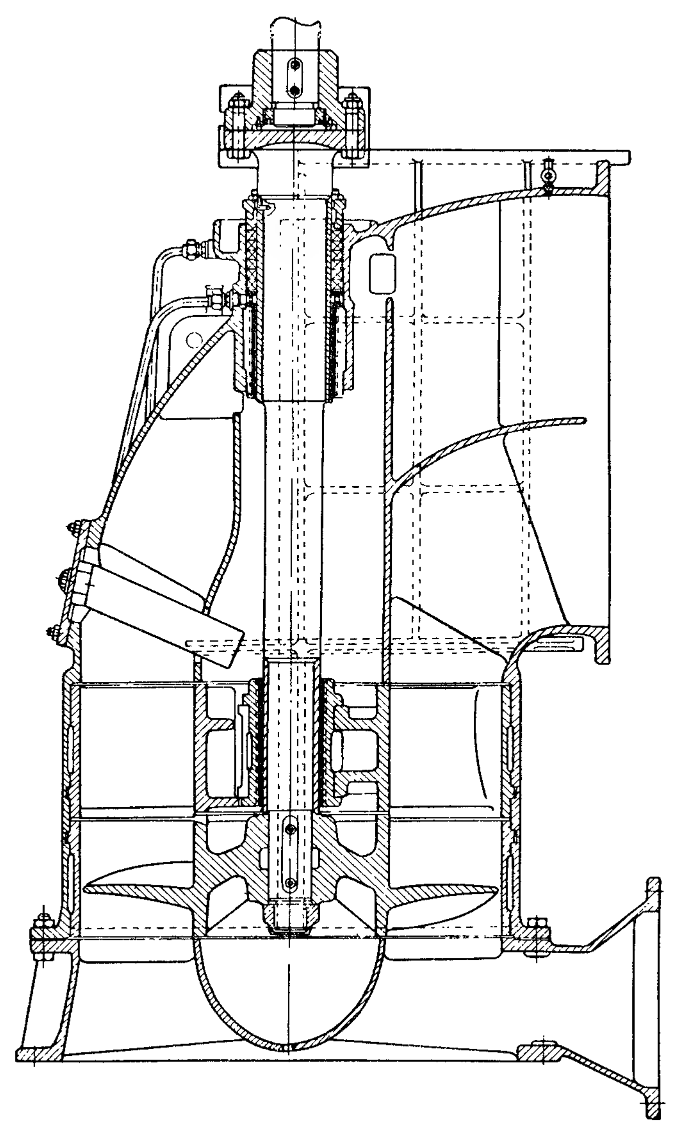


Рис. 226. Судовой циркуляционный насос типа ТЦН

входной статор. При работе насоса как водоотливного устройства подача осуществляется только по боковому каналу. Рабочее колесо работает практически при парциальном расходе. Подача насоса при этом обычно не может быть выше 15—20% от номинальной [78].

Гораздо лучшими гидравлическими качествами обладает отвод, выполненный в форме двух сопрягающихся цилиндров (рис. 227). В плоскости их сопряжения установлена плоская решетка, форма которой может

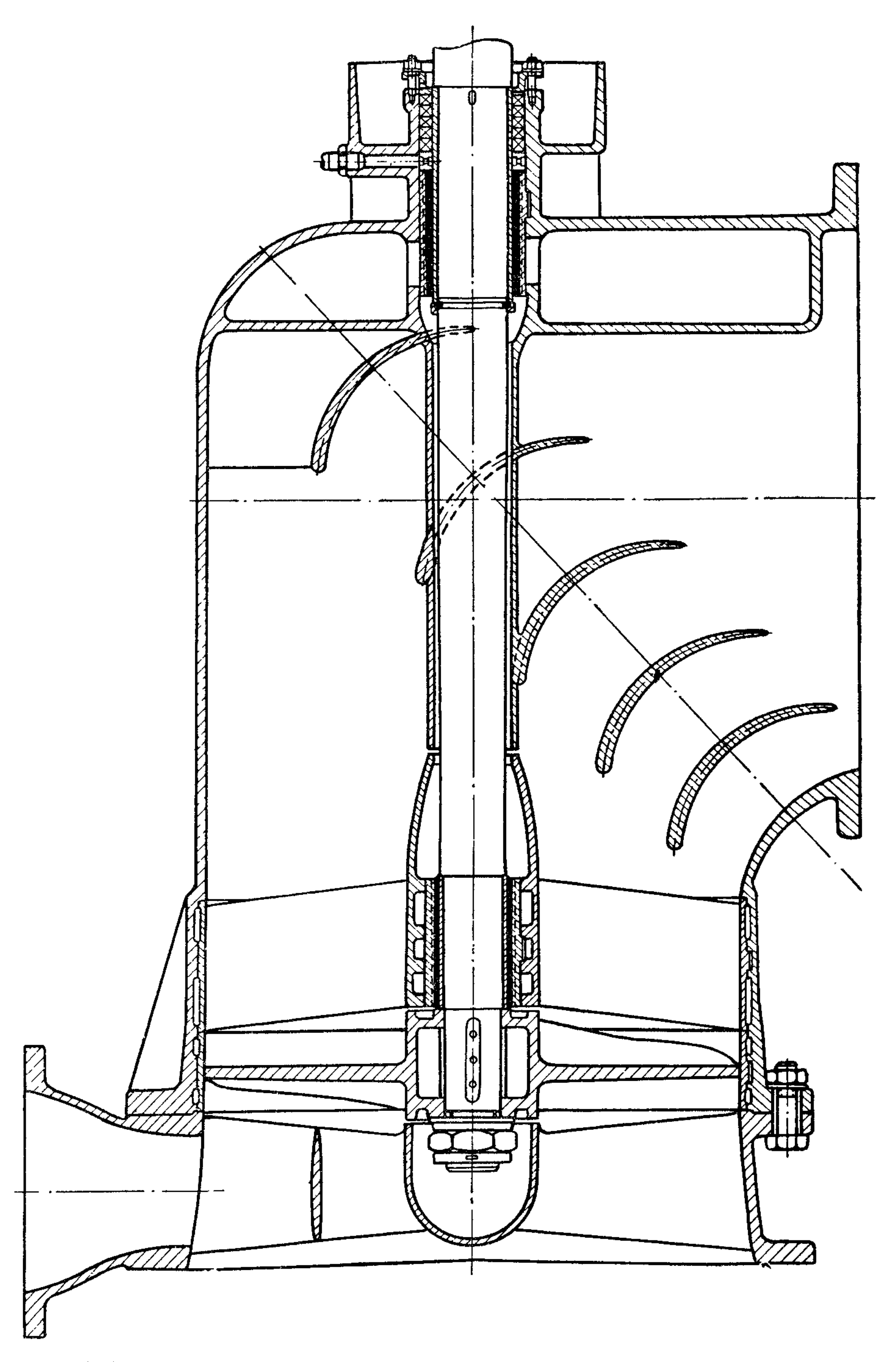


Рис. 227. Судовой циркуляционный насос с отводом в форме крутого колена и решеткой направляющих ребер

быть выполнена по данным работы [44]. Исследования, проведенные в ЛПИ [75, 76], показывают, что коэффициент сопротивления такого отвода составляет примерно 0,15 (отвод по рис. 224 дает $\zeta = 0{,}13$) и уменьшает к. п. д. насоса практически так же, как и отвод стационарных насосов (рис. 224).

В судовых системах самопроточной циркуляции последовательно включенный осевой насос должен иметь особое качество — представлять минимальное сопротивление протекающей через него воде. Для этого его лопастная система должна быть рассчитана на эти особые условия [78]. Специально отработанные [75, 76] насосы с отводом по рис. 227 имеют сопротивление в режиме самопротока 0,15 от нормального напора при расходе через них до 1,1 от нормальной подачи.

69. Артезианские насосы

Весьма широкое распространение имеют артезианские (глубинные) насосы, предназначенные для установки в буровых скважинах. Они применяются для городского и сельского водоснабжения, орошения, понижения грунтовых вод, осушения котлованов, шахт, сооружений гидростанций и т. п. В общем энергетическом балансе страны работа артезианских насосов занимает значительное место. Средняя мощность их сравнительно невелика, но количество работающих насосов составляет десятки тысяч.

Применяются две основные схемы артезианских насосов: трансмиссионные и погружные. Трансмиссионная установка состоит из трех основных частей: собственно насоса, установленного в скважине, опорной части с двигателем, расположенных на поверхности земли, и трансмиссии — валопровода с промежуточными подшипниками, соединяющего насос с двигателем и смонтированного внутри напорного трубопровода. Погружные насосы снабжаются электродвигателем, установленным под насосом в скважине.

Установка артезианских насосов в буровых скважинах предопределяет особенности их конструкции. Эти насосы должны иметь минимальные поперечные габариты, а их внешняя форма должна соответствовать форме круглых обсадных труб, внутри которых насосы устанавливаются.

Малые поперечные габариты насоса и, следовательно, диаметры рабочих колес находятся в противоречии с потребными высокими напорами, определяемыми в основном глубиной скважин. Отсюда следует вторая характерная особенность артезианских насосов; они выполняются многоступенчатыми. Известны насосы, в которых число ступеней составляет несколько сот.

Как правило, напор артезианских насосов определяется высотой подъема воды (глубиной скважины) и гидравлическими потерями внутри нее. Обычно напор артезианских насосов незначительно превышает глубину погружения. Величина его у различных насосов лежит в пределах 2,5—250 *м*. Отдельные насосы имеют напор более 500 *м* [2, 35]. Иногда при необходимости обеспечить значительный избыточный напор на поверхности земли устанавливается последовательно насос обычной конструкции, который повышает напор, создаваемый артезианским насосом.

В трансмиссионных артезианских насосах чаще всего применяют центробежные рабочие колеса с полуосевыми лопаточными отводами, либо чисто диагональные насосы. Конструктивно эти насосы выполняются секционными, что позволяет сравнительно просто изменять число ступеней в насосе. На рис. 228 дан наиболее характерный трансмиссионный насос для скважины с диаметром обсадной трубы 500 *мм* типа 20А18 × 3 и на рис. 229 — его опорная часть, установленная на поверхности земли [1].

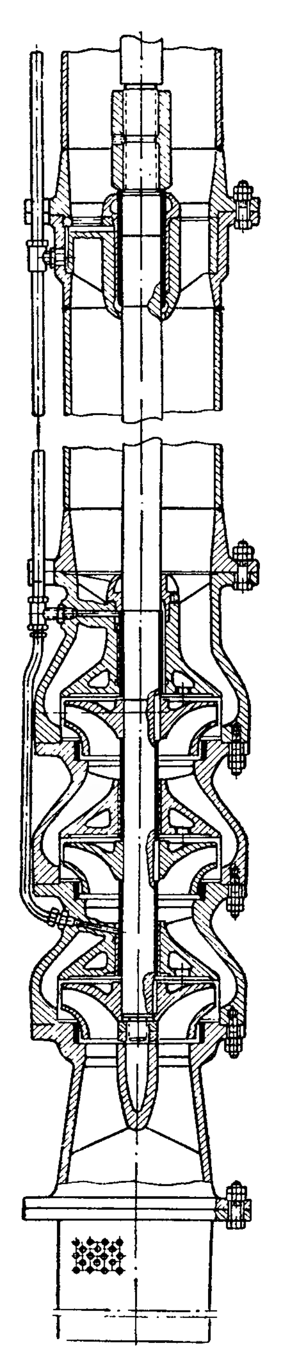


Рис. 228. Трехступенчатый трансмиссионный насос типа 20А18 × 3

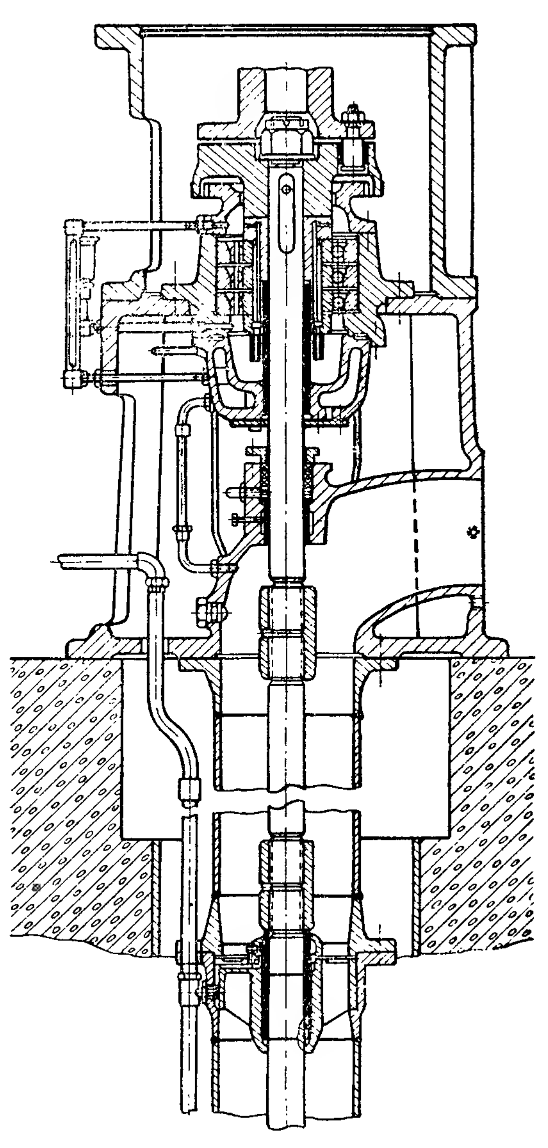


Рис. 229. Опорная часть насоса типа 20А18 × 3

Собственно насос состоит из трех секций, основные детали которых (рабочее колесо, корпус с лопаточным отводом) выполнены из чугуна. К корпусу первой (нижней) ступени присоединен входной патрубок с защитной сеткой. К корпусу последней (верхней) ступени присоединен напорный патрубок с нижним направляющим подшипником трансмиссии. Все подшипники снабжены лигнофолевыми вкладышами и смазываются чистой водой. Число секций трансмиссии с промежуточными подшипниками у этого насоса доходит до 35.

Собственно насос обладает достаточно высокими энергетическими качествами (рис. 230). К. п. д. его составляет 80%. Однако длинная многоопорная трансмиссия с валом, вращающимся в воде, существенно снижает общую эффективность агрегата. К. п. д. насосной установки составляет примерно 20—25%.

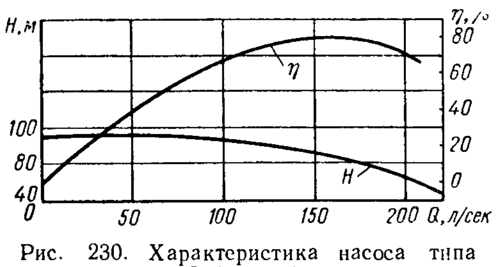


Рис. 230. Характеристика насоса типа 20А18 × 3

Погружные насосы лишены основных недостатков трансмиссионных, так как они не имеют длинного многоопорного валопровода. На рис. 231 дан чертеж погружного насоса, разработанного ЛПИ и Ленгидропроектом [24], предназначенного для скважины с диаметром обсадной трубы 200 *мм*. Число ступеней в насосе может изменяться от четырех до восемнадцати, при этом напор насоса изменяется от 50 до 220 *м*. Характеристика двух ступеней этого насоса дана на рис. 232.

Ступень насоса состоит из неразгруженного чугунного рабочего колеса, лопаточного отвода и переводного канала, объединенных в одну деталь, конструкция которой приспособлена для изготовления ее из пластмассы (рис. 233 и 234), разъединительной диафрагмы и цилиндрического кольца, служащего корпусом ступени. Все ступени соединяются четырьмя стяжками. Внутри лопаточных отводов устанавливаются резиновые подшипники, смазываемые перекачиваемой водой.

Нижний конец вала жесткой муфтой соединяется с валом электродвигателя «мокрого» типа, габаритный диаметр которого равен диаметру насоса.

Основная доля расходов при организации глубинного водоснабжения или водопонижения приходится на сооружение буровой скважины, стоимость которой существенно зависит от диаметра. Уменьшение стоимости сооружения часто достигается применением большего количества скважин меньшего диаметра. Последнее ставит проблему уменьшения радиального габарита глубинного насоса. Центробежные насосы разработаны для скважин 150 *мм*.

Уменьшение диаметра скважины возможно в случае применения осевых (пропеллерных) насосов. На рис. 235 дан осевой погружной насос, также разработанный ЛПИ и Ленгидропроектом [74], для скважины с диаметром обсадной трубы 150 *мм*. Насос состоит из восьми ступеней, коэффициент быстроходности которых равен $n_s \approx 190$. Выправляющие аппараты и камеры колеса и аппарата могут выполняться из пластмассы. Весь насос собирается внутри стальной трубы — корпуса. Нижний конец вала жесткой муфтой соединен с валом погружного «мокрого» электродвигателя. Соединяющий их корпуса патрубок перфорирован и является входным патрубком насоса с защитной сеткой.

На рис. 236 дана характеристика этого насоса при восьми ступенях. Из нее видно, что, несмотря на необычно низкую быстроходность, малый

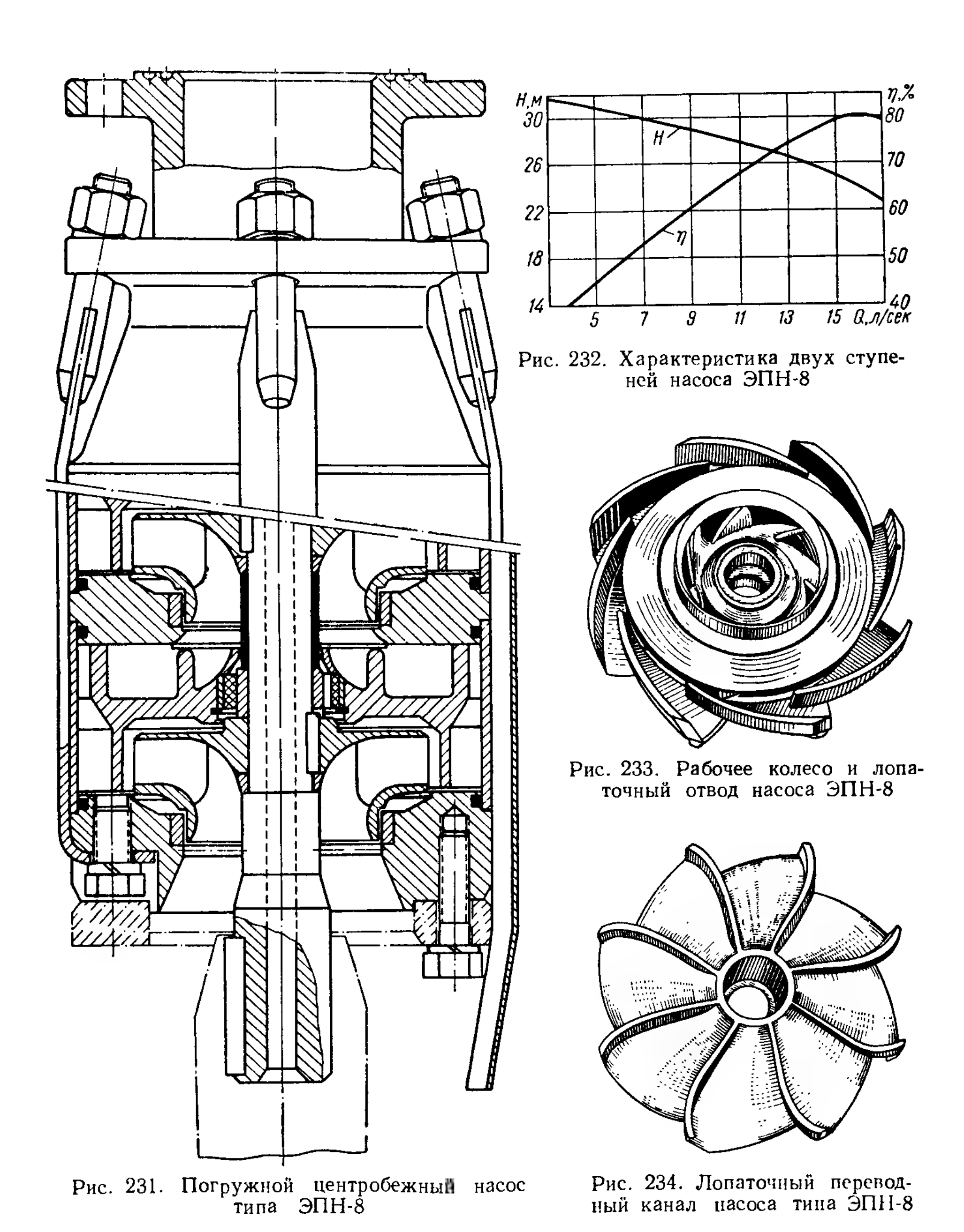


Рис. 232. Характеристика двух ступеней насоса ЭПН-8

Рис. 233. Рабочее колесо и лопаточный отвод насоса ЭПН-8

Рис. 231. Погружной центробежный насос типа ЭПН-8

Рис. 234. Лопаточный переводный канал насоса типа ЭПН-8

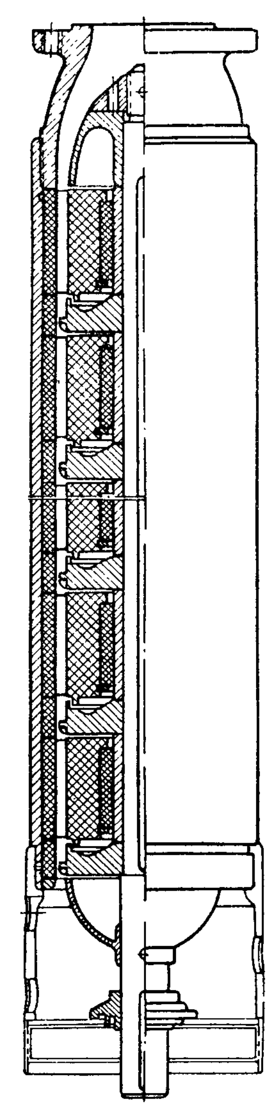


Рис. 235. Погружной насос осевого типа для скважины 150 *мм*

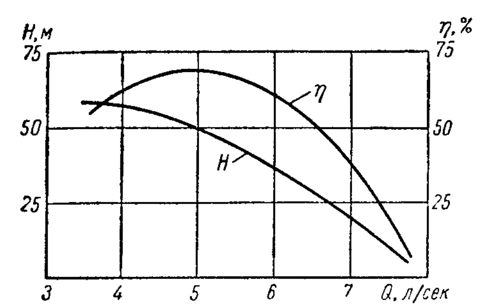


Рис. 236. Характеристика осевого насоса, показанного на рис. 235, при восьмиступенчатом исполнении

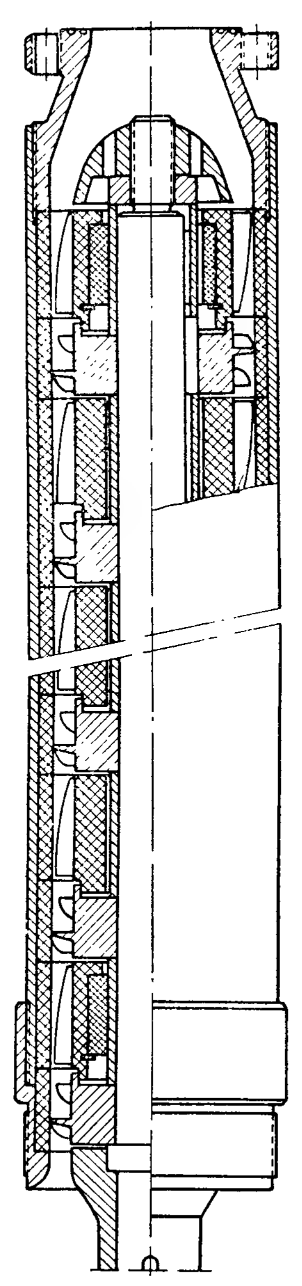


Рис. 237. Погружной осевой насос для скважины диаметром 100 *мм*

диаметр рабочего колеса (100 *мм*) и, как следствие, чрезвычайно малое удлинение (высота вдоль радиуса) лопастей, его энергетические качества вполне приемлемы.

Еще большее уменьшение поперечного габарита достигнуто в осевом насосе, показанном на рис. 237. Этот насос предназначен для скважины с диаметром трубы 100 *мм*. Его конструкция аналогична предыдущему, но диаметр колеса всего 67 *мм*. Быстроходность ступени несколько увеличена ($n_s \approx 260$).

70. Насосы для загрязненных жидкостей

К насосам для загрязненных жидкостей относятся фекальные (канализационные) насосы, насосы для торфомассы, бумажной массы, различных химических жидкостей со взвешенными волокнистыми элементами, землесосы, насосы для перекачки жидкостей с абразивными примесями и т. п. Во

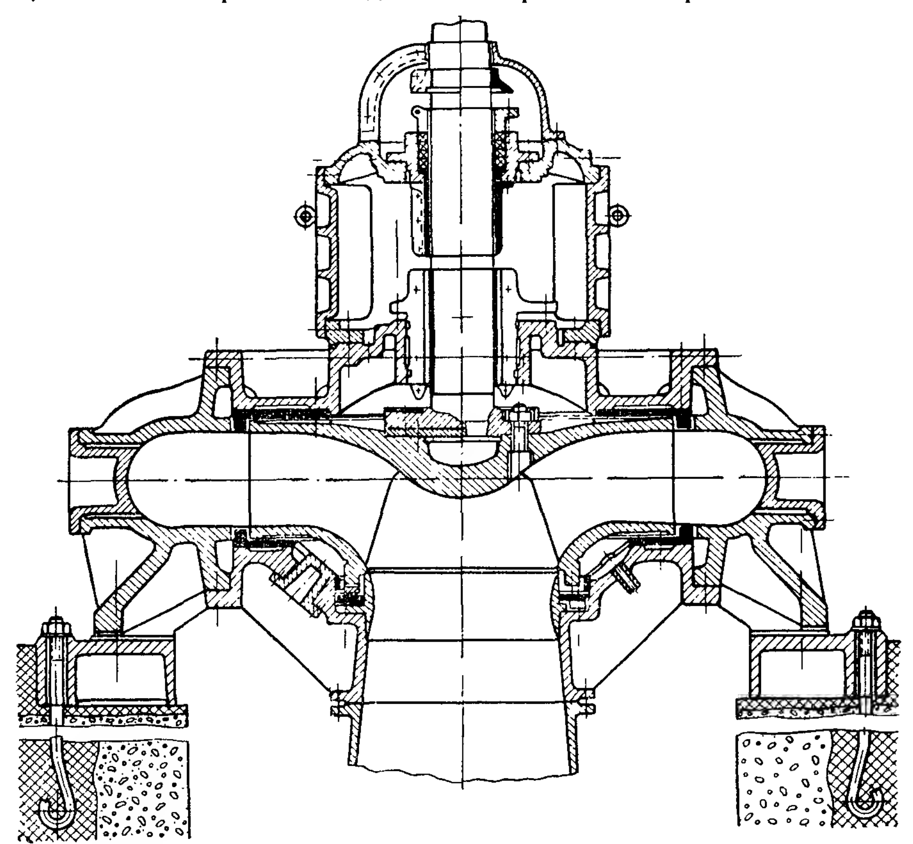


Рис. 238. Фекальный насос типа 24ФВ-13

многих случаях такие насосы являются элементами гидротранспортных установок. В большинстве случаев количество взвешенных в воде твердых или волокнистых примесей ограничивается так, что физические свойства подаваемой гидромассы не существенно отличаются от чистой воды; поэтому насосы, работающие на этих средах, могут быть рассчитаны так же, как и насосы для чистой воды. Например, характеристики торфонасосов [61], работающих на торфяной массе и на чистой воде, практически совпадают.

Взвешенные в воде абразивные и волокнистые частицы, а также химическая агрессивность перекачиваемых сред могут вызывать засорение каналов и уплотнений и повышенный износ элементов проточной части. Необходимость предохранения насосов приводит к специфичности конструкций этих насосов по сравнению с обычными.

На рис. 238 дан чертеж крупного фекального насоса типа 24ФВ-13 с вертикальным валом, предназначенного для перекачки канализационных и других загрязненных жидкостей. Его характеристика дана на рис. 239. Из нее видно, что подача этого насоса от 0,7 до 1,4 *м³/сек*, напор 33—23 *м*, максимальный к. п. д. 72%, мощность двигателя 520 *квт*.

Этот насос является типичным примером конструкции, проточная часть которой выполнена без выступающих частей, а обтекаемые поверхности колеса — заподлицо с поверхностью спирального отвода упрощенной формы. Гидравлическое уплотнение колеса на всасывающей стороне

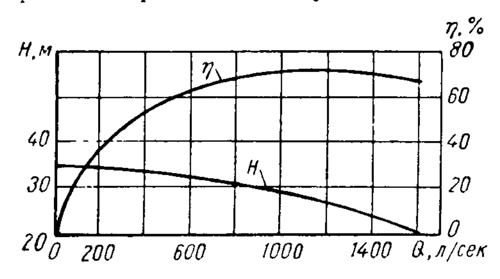


Рис. 239. Характеристика насоса типа 24ФВ-13

непрерывно промывается чистой водой, подаваемой в специальную кольцевую камеру. Этой же водой промывается и зазор между ведомым диском колеса и спиральным отводом. Промывка уплотнений защищает их от попадания волокнистых фракций из перекачиваемой жидкости.

На рис. 240 дан торфонасос типа НФ-14, работающий на жидкости с большим количеством волокнистых фракций. Рабочее колесо этого насоса, в отличие от насоса на рис. 238, работает в свободной кольцевой камере. Для увеличения проходного сечения межлопастных каналов рабочее колесо (диаметром 810 *мм*) имеет всего две лопасти.

В смесительном насосе (рис. 241), предназначенном для перекачки бумажной массы с водой, в отличие от показанного на рис. 240 торфонасоса применено трехлопастное рабочее колесо открытого типа. Волокна, попадающие в зазор между лопастями и неподвижным направляющим диском, перерезаются самими лопастями. Такая конструкция позволяет исключить подвижное щелевое гидравлическое уплотнение.

На рис. 242 дан насос типа ЭХМ-20/35, предназначенный для перекачки густых, волокнистых и загрязненных кислот, гидромассы и пульпы с подачей 27—70 *л/сек* при напоре 10—26 *м*, и числе оборотов 1450 в минуту. Он применяется в лесобумажной, кинопленочной, текстильной, кожевенной и других отраслях промышленности. В нем применено полуоткрытое центробежное рабочее колесо с винтовыми лопастями. Входные кромки лопастей выполнены острыми для перерезания волокнистых фракций. Все элементы проточной части изготовлены из кислотоупорной стали.

Типичным представителем группы насосов, предназначенных для работы на воде с абразивными фракциями, является баггерный насос типа 10Б-7 (рис. 243). В основном такие насосы работают на гидрозолоудалении на тепловых станциях, а также на подаче жидкостей с абразивными примесями, шлаком и т. п. В нем, как и во всех подобных насосах, применен внутренний бронирующий сменный корпус, предназначенный для защиты основного корпуса от быстрого износа. Внутренний корпус, рабочее колесо, защитные втулки выполнены из литой марганцовистой стали.

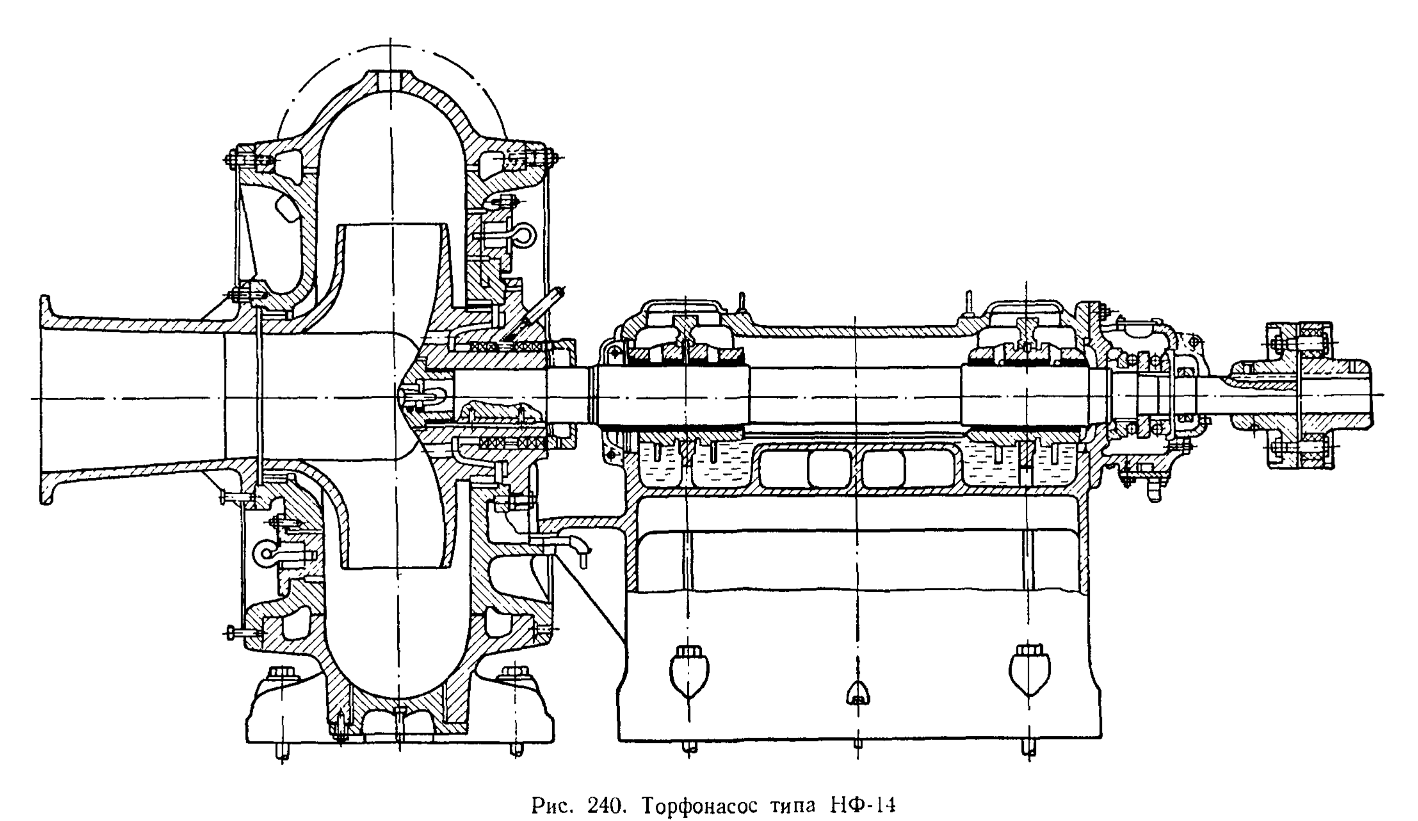


Рис. 240. Торфонасос типа НФ-14

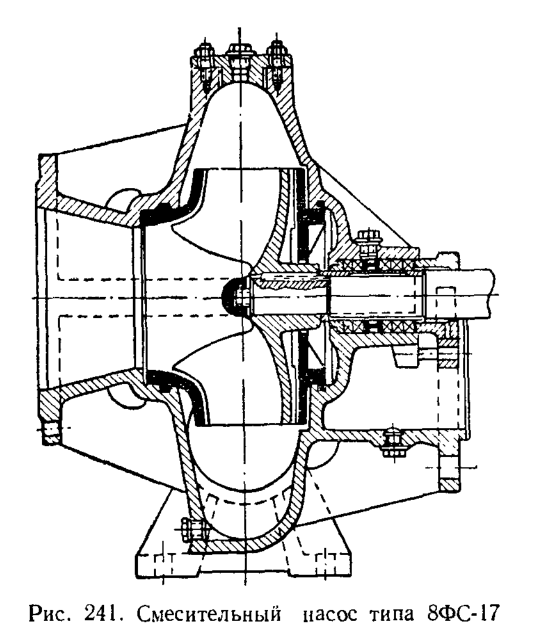


Рис. 241. Смесительный насос типа 8ФС-17

Рис. 242. Насос типа ЭХМ-20/35 с винтовым рабочим колесом

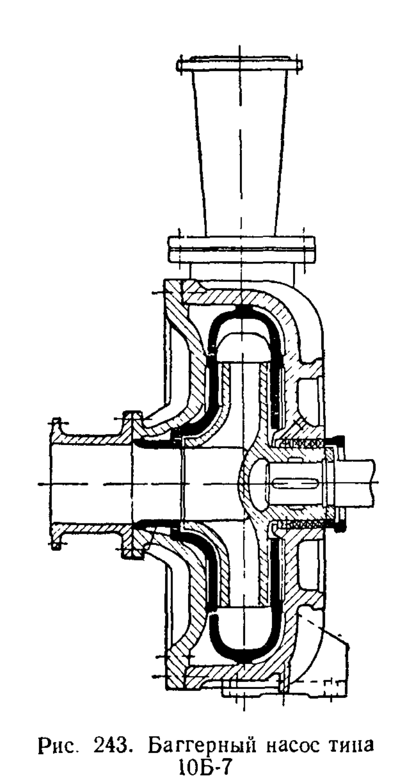


Рис. 243. Баггерный насос типа 10Б-7

71. Горячие крекинговые насосы

Переработка тяжелых нефтепродуктов (солярового масла и т. п.) в моторное топливо осуществляется крекинг-процессом. Насосы, служащие в качестве загрузочных для печей термического крекинга, по условиям эксплуатации находятся в весьма специфических условиях. Напор крекинговых насосов высокого давления составляет от 700 до 1000 *м*. Перекачиваемые нефтепродукты имеют температуру 350—400° С; они химически активны и огнеопасны. В случае незначительных отступлений от технологического режима возможно выпадение из горячих нефтепродуктов свободных частиц кокса, которые, попадая в уплотнения, способствуют заеданию ротора. При остывании нефтепродуктов с выпавшими частицами кокса они образуют густую смолообразную массу, которая сильно затрудняет разборку насоса и очистку деталей при ревизии и ремонте.

Для обеспечения пожаробезопасности конструкция крекинговых насосов должна предусматривать полную герметичность стыковых соединений корпуса и максимальную надежность сальниковых уплотнений вала. Конструкция насоса, вследствие высокой температуры перекачиваемой среды, должна обеспечивать свободное температурное расширение элементов без нарушения их взаимного соединения и центрирования, а также такое крепление корпуса насоса к раме, при котором термическое его расширение не нарушало бы центрирования ротора насоса с осью двигателя. Нефтепродукты обладают химической активностью, вследствие наличия в них сернистых соединений. Для защиты от нее применяют коррозионноустойчивые материалы, что одновременно создает и специфику в технологии производства.

Часто применяют наплавки твердым сплавом поверхностей уплотнений и рубашек вала под сальниковой набивкой для предохранения их от заедания находящимися в перекачиваемых нефтепродуктах частицами кокса.

Основные требования к конструкции горячих крекинговых насосов в значительной мере совпадают с требованиями, предъявляемыми к высоконапорным питательным насосам. Это приводит к сходности конструктивных решений в обоих типах насосов. Все горячие крекинг-насосы имеют двухкорпусную конструкцию.

Основное отличие конструкции этих насосов от питательных состоит в выполнении внутреннего корпуса (см. п. 62).

Приведем наиболее типичные конструкции насосов для перекачки горячих нефтепродуктов.

На рис. 244 показан 8-ступенчатый насос типа КВН-55-120 конструкции ЛМЗ им. XXII съезда КПСС, имеющий следующие технические характеристики:

Подача, *м³/ч*	120
Давление, *кГ/см²*:	
на входе	4—6
на выходе	55—65
Высота подпора, *м жидк ст.*	≥3,6
Температура перекачиваемой жидкости, °С	340—400
Удельный вес перекачиваемой жидкости при 100° С, *кГ/м³*	700
Мощность, *квт*	300
Число оборотов, *об/мин*	3000

Приводом насоса может быть паровая турбина либо асинхронный двигатель мощностью 500 *квт*.

Корпус насоса двойной. Внешний корпус образован кованым цилиндром с приваренными патрубками, лапами и торцовой стенкой со стороны входа и крышкой со стороны выхода, присоединяемой к цилиндру круглым

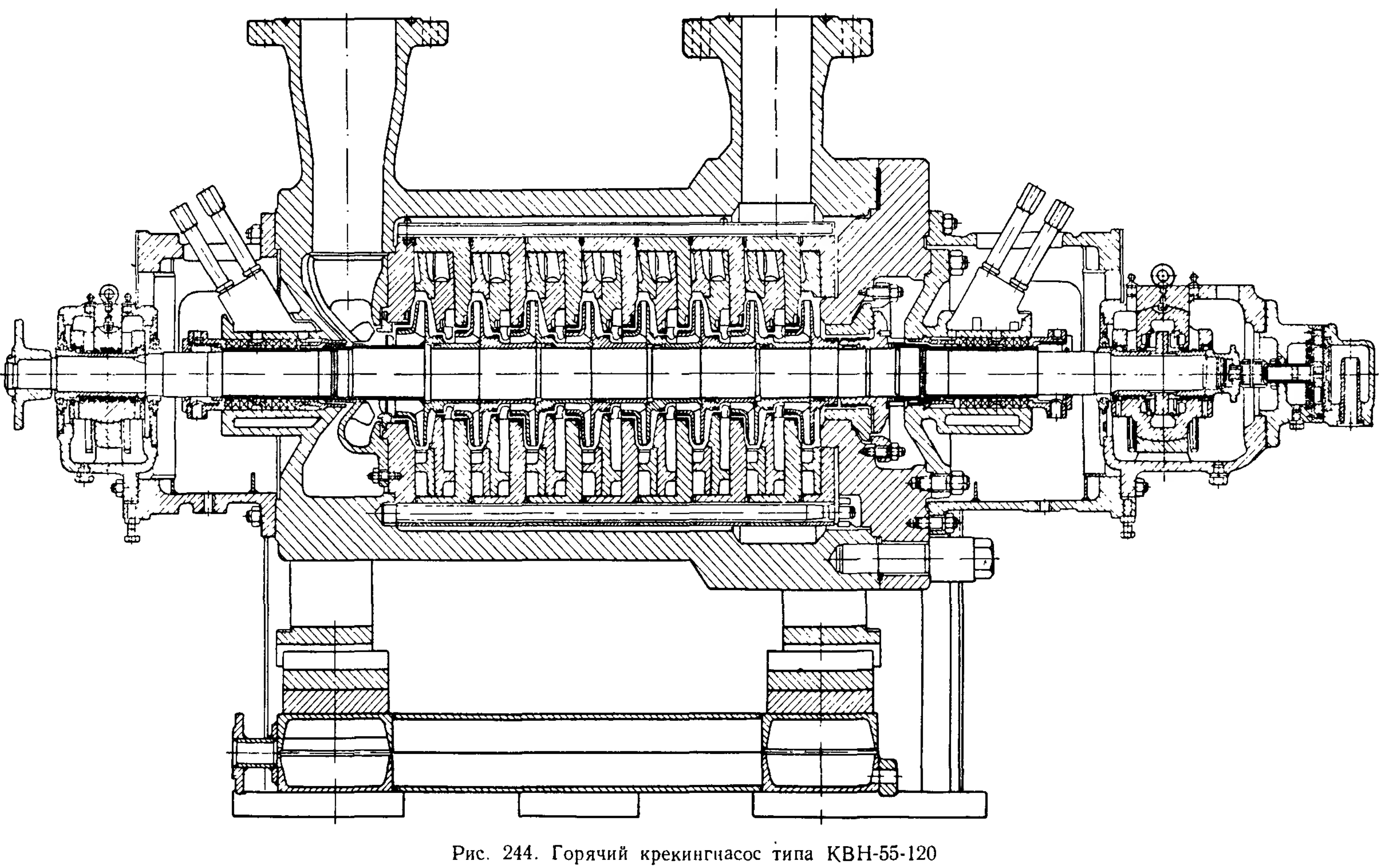


Рис. 244. Горячий крекингнасос типа КВН-55-120

фланцем. Внутренний корпус состоит из входного патрубка с торцовой крышкой и восьми секций, из которых каждая образована круглой обоймой со вставленным в нее лопаточным отводом. Все детали внутреннего корпуса соединены связными болтами в один сборочный узел и при общей сборке внутренний корпус вместе с ротором заводится во внешний корпус и фиксируется в нем с помощью длинных шпилек.

Ротор насоса имеет конструкцию, аналогичную показанной на рис. 194, и для повышения кавитационных качеств первой ступени снабжен предвключенным винтовым колесом. Колеса литые из нержавеющей стали, в местах уплотнений снабжены сменными кольцами часто со стеллитовой наплавкой. На участках расположения сальниковых уплотнений вал защищен рубашками, поверхность которых также наплавляют стеллитом.

Осевая сила уравновешена с помощью разгрузочного диска, благодаря чему уплотнение со стороны выхода разгружено от действия высокого давления. Концевые уплотнения снабжаются охлажденным продуктом, который подается от централизованной системы под давлением, превышающим на 1,5—2 *ат* давление на приеме. Часть охлажденного продукта по щелевому уплотнению уходит внутрь насоса, препятствуя выходу горячих нефтепродуктов и, таким образом, мягкая набивка и вал охлаждаются протечками охлажденного продукта. К нажимным втулкам сальников подведена вода, смывающая протечки и дополнительно охлаждающая вал.

Подшипники насоса скользящего трения обеспечиваются маслом от специального насоса, приводимого валом основного насоса. На период пуска предусмотрена кольцевая смазка. Шейки вала из нержавеющей стали защищены втулками из углеродистой стали.

Насос опирается четырьмя лапами на полую раму. Она имеет внутреннее охлаждение, препятствующее ее нагреву, что предохраняет насос от расцентровки с приводным двигателем.

С насосом КВН-55-120 унифицирован насос КВН-55-180, рассчитанный на подачу 180 *м³/ч*. Он имеет те же внешние размеры и отличается только шириной каналов рабочих колес и лопаточных отводов.

На рис. 245 представлен 8-ступенчатый насос типа 5НГ-5 × 8 конструкции Гипронефтемаша [4]. Наружный корпус представляет собой кованый цилиндр с приваренными патрубками и лапами, закрытый с обеих сторон круглыми крышками. Внутренний корпус имеет спиральные каналы, полученные в отливке, с разъемом по горизонтали. Внутренний корпус центруется во внешнем на цилиндрических выступах крышек и зафиксирован в осевом направлении шпильками, проходящими через крышку со стороны всасывания и притягивающими внутренний корпус к бурту, служащему уплотнением области входа от выходной.

Концевые уплотнения с мягкой сальниковой набивкой специального типа. К средней части уплотнения через фонарное кольцо подводится холодный продукт, обеспечивающий смазку и охлаждение горячего вала. К нажимной втулке сальника подведена вода, смывающая протечки и дополнительно охлаждающая вал. Наружные камеры сальников также охлаждаются проточной водой.

Конструктивно осевая сила, действующая на ротор, уравновешена симметричным расположением колес. Сила, которая может возникнуть от случайных причин, воспринимается двухсторонним упорным подшипником. Вследствие значительного прогиба вала среднее уплотнение во внутреннем корпусе служит дополнительной опорой. Насос 5НГ-5 × 8 рассчитан на подачу 70 *м³/ч* горячих нефтепродуктов с температурой до 400° С; давление на выходе 55 *кГ/см²* при удельном весе продукта 700 *кГ/м³*. Насос приводится паровой турбиной с противодавлением и номинальным

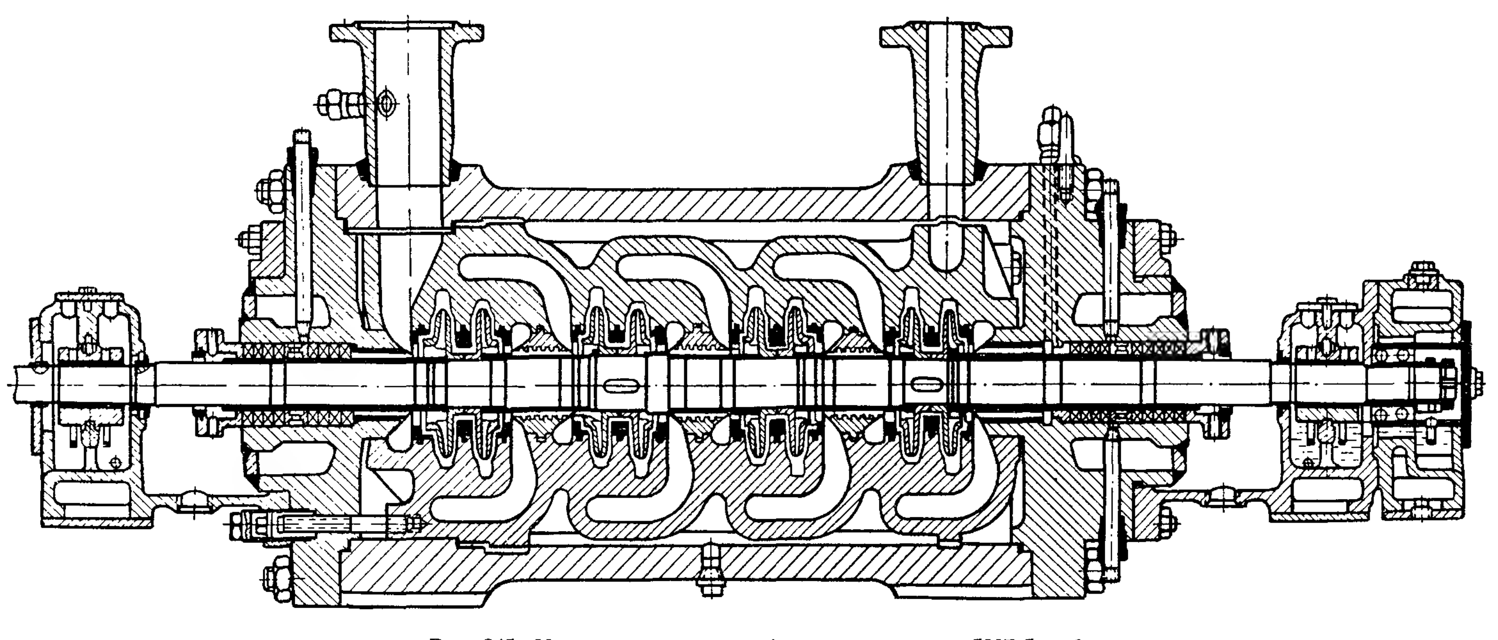


Рис. 245. Насос для горячих нефтепродуктов типа 5НГ-5 × 8

числом оборотов 3000 в минуту. Практически на те же параметры выполнен 8-ступенчатый насос типа КВН-55-70 конструкции ЛМЗ им. XXII съезда КПСС с последовательным расположением рабочих колес. Внутренний корпус из нержавеющей стали выполнен с горизонтальным разъемом и снабжен закладными лопаточными отводами из двух половин, полностью механически обработанными. В целом конструкция внутреннего корпуса аналогична конструкции питательного насоса ПГ-2-220-280 (см. рис. 213). Остальные элементы конструкции: ротор, внешний корпус, концевые уплотнения, подшипники, рама — аналогичны этим узлам насоса КВН-55-120.

ЛИТЕРАТУРА

1. Азарх Д. Н., Попова Н. В. и др. (составители). Насосы. Каталог-справочник. 3-е изд. М., Машгиз, 1960. 552 с.

2. Азарх Д. Н., Гойхман А. П. (составители). Погружные и артезианские насосы. Каталог-справочник. М., изд. «Машиностроение», 1964. 47 с.

3. Азарх Д. Н., Попова Н. В. (составители). Осевые насосы. Каталог-справочник. М., 1961, 36 с. (Госкомитет Совета Министров СССР по автоматизации и машиностроению, ВИГМ).

4. Айзенштейн М. Д. Центробежные насосы для нефтяной промышленности. М., Гостоптехиздат, 1957. 363 с.

5. Арцыков А. П., Воронов В. Ф. Судовые вспомогательные механизмы. Л., Судпромгиз. 1963. 432 с.

6. Басалаев Г. И., Синельников В. П. Проектирование и результаты экспериментальных исследований предвключенного осевого колеса с малым втулочным отношением. — Гидромашиностроение. М.—Л., изд. «Машиностроение», 1964, с. 65—71 (Труды ЛПИ, № 231).

7. Башта Т. М. Машиностроительная гидравлика. Справочное пособие. М., Машгиз, 1963. 696 с.

8. Бедчер Ф. С., Ломакин А. А. Определение критического числа оборотов ротора насоса с учетом сил, возникающих в уплотнениях. — Паро- и газотурбостроение. М.—Л., Машгиз, 1957, с. 249—269 (Труды ЛМЗ, вып. 5).

9. Белинский С. Я. (редактор). Питательные насосы для электростанций большой мощности. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958. 112 с.

10. Белоцерковский С. М., Гиневский А. С., Полоиский Я. Е. Силовые и моментные аэродинамические характеристики решеток тонких профилей. — Промышленная аэродинамика. Вып. 22, М., Оборонгиз, 1962. 128 с.

11. Бернштейн В. А., Гликман Л. А. Временная зависимость прочности гетерогенных материалов. — «Физика твердого тела», 1963, т. 5, вып. 8, М., изд. АН СССР, с. 2270—2277.

12. Блох Э. Я., Гиневский А. С. Безвихревое обтекание решетки кругов и его использование при расчете гидродинамических решеток. — Промышленная аэродинамика. М., Оборонгиз, 1962. 128 с. (ЦАГИ, вып. 20).

13. Богачев И. Н., Минц Р. И. Повышение кавитационно-эрозионной стойкости деталей машин. М.—Л., изд. «Машиностроение», 1964. 140 с.

14. Бояршинов С. В. (редактор). Некоторые технические приложения теории осесимметричной деформации тонкостенной цилиндрической оболочки. (Расчеты на прочность.) Вып. 6. М., Машгиз, 1960, с. 3—55.

15. Валандер С. В. О применении метода особенностей к расчету течений жидкости в радиально-осевых турбинах. — ДАН СССР, 1958, т. 123, № 3, с. 413—416.

16. Васильцов Э. А. Критерии подобия центробежных насосов. — «Энергомашиностроение», 1964, № 10, с. 10—14.

17. Вознесенский И. Н. Жизнь, деятельность и избранные труды в области гидромашиностроения и автоматического регулирования. М., Машгиз, 1959. 353 с.

18. Войташевский Д. А. О гидравлических потерях энергии в решетке лопастей рабочего колеса пропеллерной турбины. — Исследование гидромашин. М., Машгиз, 1959, с. 136—149 (Труды ВИГМ, вып. 24).

19. Воронов В. Ф. Исследование влияния формы профиля цилиндрической лопасти колеса центробежного насоса на его работу, ЛКИ, 1953. 18 с. (автореферат на соискание степени кандидата технических наук).

20. Гиневский А. С. Влияние вязкости жидкости на величину циркуляции вокруг профиля гидродинамической решетки. — Промышленная аэродинамика. Сб. 9. М., Оборонгиз, 1957, с. 5—15 (ЦАГИ).

21. Гинзбург Б. Л., Старицкий В. Г. Применение метода А Ф Лесохина к расчету быстроходных осевых насосов. — Энергомашиностроение. М.—Л, Машгиз, 1953, с. 32—52 (Труды ЛПИ, № 2).

22. Гликман Л. А. Коррозионно-механическая прочность металлов. М.—Л., Машгиз, 1955. 175 с.

23. Голубев А. И. Современные уплотнения вращающихся валов. М., Машгиз. 1963. 214 с.

24. Горгиджанян С. А., Дягилев А. И. Некоторые вопросы расчета и проектирования погружных электронасосов. — Гидромашиностроение. М.—Л., изд. «Машиностроение», 1964, с. 57—64 (Труды ЛПИ, № 231).

25. Гофлин А. П. Аэродинамический расчет проточной части осевых компрессоров для стационарных установок. М.—Л., Машгиз, 1959. 303 с. (Труды ЦКТИ, кн. 34).

26. Гурьев В. П., Погорелов В. И. Гидравлические объемные передачи. М.—Л., Машгиз, 1964. 344 с.

27. Гусев В. Ф. Монтаж и наладка вертикальных пропеллерных насосов. М., Машгиз, 1960 198 с.

28. Гутовский Е. В. Исследование возмущающих гидродинамических сил, действующих на лопасть рабочего колеса осевой гидротурбины. — Энергомашиностроение. М.—Л., Машгиз, 1958, с. 24—37 (Труды ЛПИ, № 193).

29. Давыдов И. В. Исследование направляющих аппаратов центробежного насоса. — Экспериментальное исследование рабочих органов питательных насосов. М., Машгиз, 1958, с. 49—71 (Труды ВИГМ, вып. 22).

30. Давыдов И. В. Экспериментальное исследование рабочих органов питательных насосов. — Экспериментальное исследование рабочих органов питательных насосов М., Машгиз, 1958, с. 72—80 (Труды ВИГМ, вып. 22).

31. Давыдов И. В. Измерение скоростей и давлений в канале направляющего аппарата насоса. — Исследование гидромашин. М., Машгиз, 1959, с. 3—9 (Труды ВИГМ. вып. 24).

32. Дейч М. Е., Самойлович Г. С. Основы аэродинамики осевых турбомашин. М., Машгиз, 1959. 428 с.

33. Дечев В. И. Определение коэффициента подъемной силы насосных решеток в гидродинамической трубе. Харьков, Машгиз, 1959, с. 191—198 (Труды ХПИ, т. 19, серия «Машиностроение», вып. 5).

34. Довжик С. А. Профилирование лопаток дозвукового компрессора. — Промышленная аэродинамика, М., Оборонгиз, 1958. 139 с. (ЦАГИ, вып. 11).

35. Долинин И. В., Ляпков П. Д., Поклонов И. С., Чичеров Л. Г., Чудиновский А. А. Нормальный ряд типоразмеров установок погружных лопастных насосов для подъема воды. — Погружные насосы для народного хозяйства. Серия V. М., ЦБТИ, 1962, с. 152—170.

36. Думов В. И. Повышение антикавитационных свойств центробежных насосов при помощи осевых предвключенных ступеней. — «Теплоэнергетика», 1957, № 4, с. 16—21.

37. Думов В. И. Расчет центробежных ступеней насосов с предвключенными осевыми колесами, обладающими высокими антикавитационными качествами. — «Теплоэнергетика», 1959, № 6, с. 35—39.

38. Думов В. И., Тешкин М. А. Некоторые результаты исследования работы осевых винтовых колес. — «Энергомашиностроение», 1962, № 2, с. 9—11.

39. Жмудь А. Е. Винтовые насосы с циклоидальным зацеплением. Изд. 2-е, переработанное и дополненное. М.—Л., Машгиз, 1963. 156 с.

40. Зелинский В. Г. Исследование эрозии материалов в условиях высоких скоростей воды и пара (применительно к оборудованию тепловых электростанций). М., Всесоюзный теплотехнический научно-исследовательский институт им. Ф. Э. Дзержинского, 1963. 24 с. (автореферат на соискание степени кандидата технических наук).

41. Земзин В. Н., Френкель Л. Д. Сварные конструкции паровых и газовых турбин. М.—Л., Машгиз, 1962. 223 с.

42. Зысина-Моложен Л. М. Приближенный метод расчета потерь в решетках профилей турбомашины. — «Теплоэнергетика», 1955, № 9, с. 43—48.

43. Зысина-Моложен Л. М. Полуэмпирический метод расчета параметров плоского пограничного слоя в переходной области. — «Теплоэнергетика», 1956, №10, с. 41—47.

44. Идельчик И. Е. Гидравлические сопротивления. М.—Л., Госэнергоиздат, 1954. 316 с.

45. Караваев А. Е. Очерк истории развития лопастных насосов. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958. 71 с.

46 Карелин В. Я. Кавитационные явления в центробежных и осевых насосах. М., Машгиз, 1963. 256 с.

47. Козырев С. П. Гидроабразивный износ металлов при кавитации. М., изд. «Машиностроение», 1964. 139 с.
48. Колтон А. Ю., Этинберг И. Э. Основы теории и гидромеханического расчета водяных турбин. М.—Л., Машгиз, 1958. 358 с.
49. Кочин Н. Е. Гидродинамическая теория решеток. М.—Л., Гостехиздат, 1949 103 с.
50. Кочин Н. Е., Кибель А. И., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 1. М., Гостехиздат, 1955. 560 с.
51. Ламб Х. Гидродинамика. М.—Л., Гостехиздат, 1947. 928 с.
52. Лебедев Л. М. К расчету колес осевых насосов. — Исследование гидромашин. М., Машгиз, 1963, с. 3—32 (Труды ВИГМ, вып. 33).
53. Левин А. В. Рабочие лопатки и диски паровых турбин. М.—Л., Гостехиздат, 1953. 328 с.
54. Лесохин А. Ф. Расчет лопастей рабочих колес осевых турбин (Решетка профилей конечной толщины). — Энергомашиностроение. Техническая гидромеханика. М.—Л., Машгиз, 1953, с. 49—65 (Труды ЛПИ, № 5).
55. Лесохин А. Ф., Симонов Л. А. Расчет колеса типа клапана по выбранному распределению вихрей. М.—Л., Оборонгиз, 1939. 24 с.
56. Лойцянский Л. Г. Приближенный метод расчета турбулентного пограничного слоя на профиле крыла. — ПММ, 1945, т. 9, № 6, с. 433—448.
57. Лойцянский Л. Г. Сопротивление решетки профилей, обтекаемой вязкой несжимаемой жидкостью. — ПММ, 1947, т. 11, вып. 4, с. 449—458.
58. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Физматгиз, 1959. 784 с.
59. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. М., Физматгиз, 1962. 479 с.
60. Ломакин А. А. Осевое давление в центробежных насосах с учетом величины зазора в уплотнительных кольцах. — «Советское котлотурбостроение», 1940, № 12.
61. Ломакин А. А. Центробежные и пропеллерные насосы. М.—Л., Машгиз, 1950. 320 с.
62. Ломакин А. А. Питательные насосы типа СВП-220-280 турбоустановки сверхвысоких параметров. — «Энергомашиностроение», 1955, № 2, с. 1—10.
63. Ломакин А. А. Пути создания высокоэкономичных быстроходных осевых насосов, гидротурбин и вентиляторов. — «Энергомашиностроение», 1956, № 7, с. 1—6.
64. Ломакин А. А. Расчет критического числа оборотов и условия обеспечения динамической устойчивости роторов высоконапорных гидравлических машин с учетом сил, возникающих в уплотнениях. — «Энергомашиностроение», 1958, № 4, с. 1—5.
65. Ломакин А. А. Условия подобия при исследованиях процессов кавитации на моделях гидравлических машин. — Гидромашиностроение. М.—Л., Машгиз, 1961, с. 7—28 (Труды ЛПИ, № 215).
66. Ломакин А. А., Горгиджанян С. А. Исследование и отработка ступени питательного насоса сверхвысокого давления к турбоустановке К-300-240 ЛМЗ. — Гидромашиностроение. М.—Л., Машгиз, 1961, с. 142—158 (Труды ЛПИ, № 215).
67. Марцинковский В. А. Гидродинамика кольцевых щелей и колебания роторов высоконапорных центробежных насосов. ХПИ им. В. И. Ленина, Харьков, 1964. 19 с. (автореферат на соискание степени кандидата технических наук).
68. Михайлов А. К. К вопросу распределения потерь в ступени спирального многоступенчатого насоса низкой быстроходности. М., Машгиз, 1959, с. 198—218 (Труды ВИГМ, вып. 24).
69. Михайлов А. К. Влияние формы выходной кромки лопаток колеса на характеристику центробежного насоса. — Исследование гидромашин. М., Машгиз, 1960, с. 12—15 (Труды ВИГМ, вып. 25).
70. Михайлов А. К. Исследование рабочего процесса ступени центробежного насоса быстроходности 70—90. М., МВТУ, 1960. 18 с. (автореферат на соискание степени кандидата технических наук).
71. Михайлов А. К. О влиянии отвода центробежного насоса на структуру потока, выходящего из лопастного колеса. — Исследование гидромашин. М., 1962, с. 18—21 (Труды ВИГМ, вып. 30).
72. Михайлов А. К. Питательные насосы для тепловых электростанций большой мощности. М., ЦИНТИАМ, 1963. 46 с.
73. Ошеров С. Я., Борисов В. П., Каплун А. В. Преимущества турбинного привода насосов. — «Энергомашиностроение», 1957, № 9, с. 3—5.
74. Папир А. Н. Малогабаритные глубинные насосы. — Энергомашиностроение. М.—Л., Машгиз, 1955, с. 42—48 (Труды ЛПИ, № 177).
75. Папир А. Н. Исследования осевых насосов, работающих в судовых системах самопроточной циркуляции. — «Энергомашиностроение», 1960, № 8, с. 11—17.
76. Папир А. Н. Разработка осевого насоса с минимальным сопротивлением в режиме самопротока. — Гидромашиностроение. М.—Л., Машгиз, 1961, с. 159—172 (Труды ЛПИ, № 215).

77. П а п н р А. Н. Осевые насосы водометных движителей. Л., нзд. «Судостроение», 1965. 252 с.
78. П е в з н е р Б. М. Судовые центробежные и осевые насосы. Изд. 2-е, переработаиное и дополненное. Л., изд. «Судостроение», 1964. 384 с.
79. П е р н и к А. Д. Проблемы кавитации. Л., Судпромгиз, 1962. 335 с.
80. П е т р и н а Н. П. Судовые насосы. Л., Судпромгиз, 1962. 376 с.
81. П о в х И. Л. Методы расчета сопротивления решеток, обтекаемых реальиой жидкостью. — Энергомашиностроение. Техническая аэродн:намика. М.—Л., Машгиз, 1953, с. 74—93 (Труды ЛПИ, № 5).
82. П о в х И. Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроенин. М.—Л., Машгиз, 1959. 395 с.
83. П о г о д и н - А л е к с е е в Г. И. (редактор). Справочник по машиностронтельным материалам. Т. 4. М., Машгиз, 1960. 723 с.
84. П р о с к у р а Г. Ф. Внхревая теория центробежных насосов. Харьков, Техиздат, 1931. 40 с.
85. П р о с к у р а Г. Ф. Гидродинамика турбомашин. Кнев, Машгнз, 1954. 417 с.
86. П ф л е й д е р е р К. Лопаточные машины для жидкостей н газов. М., Машгнз, 1960. 683 с.
87. П ы р к о в А. А. Полная круговая характеристика н баланс энергнн прн разлнчных режимах центробежного насоса. — Исследование гидромашин. М., 1962, с. 18—26 (Труды ВИГМ, вып. 31).
88. Расчеты на прочность. Теоретические н экспернментальные исследования прочностн машиностроительных конструкцнй. Сборник статей. Вып. 6. М., Машгиз, 1960. 313 с.
89. Р и с В. Ф. Расчет дисков турбомашнн. Изд. 2-е, переработанное. М.—Л., Машгиз, 1959. 53 с.
90. Р у д и с М. А. Некоторые вопросы расчета на прочность спнральных отводов центробежных насосов. — Исследование гидромашнн. М., Машгнз, 1960, с. 101—150 (Труды ВИГМ, вып. 25).
91. Р у д и с М. А. О гидродинамическом моменте в разгрузочном диске центробежного насоса. — Исследование гидромашин. М., 1961, с. 135—140 (Труды ВИГМ, вып. 29).
92. Р у д н е в С. С. Расчет центробежных насосов на кавитацию. Харьков, 1935 (Доклад на 2-й Всесоюзной конференции по гидротурбостроению).
93. Р у д н е в С. С. Баланс энергии в центробежном насосе. — «Хнмическое машиностроенне», 1938, № 3, с. 17—26.
94. Р у д н е в С. С., М а т в е е в И. В. Некоторые соображения по проблеме увеличення оборотности лопастных насосов. — Исследованне гндромашин. М., 1963, с. 3—27 (Труды ВИГМ, вып. 32).
95. С е д о в Л. И. Методы подобия и размерностн в механике. Изд. 4-е, М., Гостехиздат, 1957. 375 с.
96. С е р е н с е н С. В., К о г а е в В. П., Ш н е й д е р о в и ч Р. М. Несущая способность и расчеты деталей машин на прочность. Изд. 2-е, переработанное и дополненное. М., Машгнз, 1963. 451 с.
97. С и н е н к о Ю. И. К вопросу снижения потерь в рабочем колесе ступени низкой быстроходности. — Исследование гидромашнн. М., 1963, с. 65—93. (Труды ВИГМ, вып. 32).
98. С м и р н о в И. Н. Гидравлические турбины. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
99. С п и ц и н Н. А., С п р и ш е в с к и й А. И. (редакторы). Подшипннки качения. М., Машгиз, 1961. 828 с.
100. С т а р и ц к н й В. Г. Выбор оптимальных параметров осевых насосов и применение метода А. Ф. Лесохина к расчету нх лопастной снстемы. Л., ЛПИ, 1956. 17 с. (автореферат на сонсканне степенн кандндата техннческнх наук).
101. С т а р н ц к н й В. Г. К учету взанмодействия решеток рабочего колеса и направляющего аппарата в осевых гидромашинах. — Энергомашнностроенне. М.—Л., Машгнз, 1956, с. 27—35 (Труды ЛПИ, № 187).
102. С т а р н ц к и й В. Г. Исследование неравномерности параметров потока вблизи направлиющего аппарата осевого насоса. — Энергомашнностроенне. М.—Л., Машгнз, 1958, с. 51—59 (Труды ЛПИ, № 193).
103. С т а р и ц к н й В. Г. Выбор основных параметров осевого насоса. — Гндромашины. М.—Л., изд. «Машиностроение», 1964, с. 57—64 (Труды ЛПИ, № 231).
104. С т е п а н о в А. И. Центробежные и осевые насосы. М., Машгнз, 1960. 463 с.
105. С т е п а н о в Г. Ю. Гндродинамнка решеток турбомашин. М., Фнзматгиз, 1962. 512 с.
106. С т е ч к и н Б. С., К а з а н д ж а н П. К., А л е к с е е в Л. П. н др. Теорня реактнвных двнгателей. Ч. 1, Лопаточные механнзмы. М., Оборонгнз, 1956. 548 с.
107. С у х а н о в Д. Я. Американскне центробежные насосы н метод нх расчета. М.—Л., ГОНТИ, 1938. 73 с.
108. С у х а н о в Д. Я. Работа лопастных насосов на вязких жидкостях. М., Машгнз, 1952. 34 с.

109. Теверовский Б. М. К расчету плоских диффузорных решеток по теории пограничного слоя. — Исследование гидромашин. М., 1963, с. 147—158 (Труды ВИГМ, вып. 32).

110. Умов В. А. Некоторые вопросы проектирования и экспериментальной доводки рабочего колеса обратимого гидроагрегата радиально-осевого типа. — Гидромашиностроение. М.—Л., изд. «Машиностроение», 1964, с. 49—56 (Труды ЛПИ, № 231).

111. Федяевский К. К., Гиневский А. С. Метод расчета турбулентного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления. — ЖТФ, 1957, т. 27, вып. 2, с. 309—326.

112. Филиппович С. А К расчету центробежных насосов. — «Энергомашиностроение», 1963, № 9, с. 39—42.

113. Фридман В. М. Аналитический метод расчета критических скоростей вращения валов. — Электросила. М.—Л., Госэнергоиздат, 1955, № 13, с. 41—49.

114. Чернавский С. А. Подшипники скольжения. М., Машгиз, 1963. 242 с.

115. Шальнев К. К. Кавитация, физические стороны явления, вредность в технике, методы борьбы с кавитацией. М., МИСИ, 1962. 26 с. (автореферат на соискание степени доктора технических наук).

116. Шмугляков Л. С. Определение коэффициента полезного действия турбомашины для различных режимов расчетным путем. — «Советское котлотурбостроение», 1938, № 1, с. 485—491.

117. Шпанхаке В. Рабочие колеса насосов и турбин. Ч. 1, М.—Л., Энергоиздат, 1934. 320 с.

118. Эйлер Л. Более полная теория машин, приводимых в движение действием воды. — Спб, 1754.

119. Этингер С. М. Опыт наладки и освоения в эксплуатации питательных насосов сверхвысокого давления типа СВП-220-280 на Черепетской ГРЭС. — Паротурбостроение и газотурбостроение. М.—Л., Машгиз, 1957, с. 155—177 (Труды ЛМЗ, вып. 5).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Александр Александрович Ломакин

ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ И ОСЕВЫЕ НАСОСЫ

Редакторы издательства *В. П. Васильева* и *Л. И. Орлова*

Переплет художника *Н. И. Васильева*

Технический редактор *Т. П. Малашкина* Корректоры: *Койфман Г. Б.* и *Смоленцева З. П.*

Сдано в производство 29/VII 1965 г. Подписано к печати 8/II 1966 г. М-18690 Формат бумаги 70×108 1/16
Бумага типографская № 3 Печ. листов 31,85 Уч.-изд. листов 27,00 Темплан 1966 г. № 177
Тираж 15 000 экз. Цена 1 р. 77 к. Заказ 570

Ленинградское отделение издательства «Машиностроение»
Ленинград, Д-65, ул. Дзержинского, 10

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, ул. Моисеенко, 10